

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE**  
**SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF – M'SILA**

**FACULTE DES SCIENCES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR**  
**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

N° 'ordre .....

Série.....

**MEMOIRE PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME MAGISTER EN**  
**PHYSIQUE ET CHIMIE DES MATERIAUX**

**OPTION**  
**PHYSIQUE DES MATERIAUX**

**PAR**  
**AMARI RABIE**

**THEME**

**ETUDE DE L'EMISSION TEMPORELLE DE PLASMA DE SOUDAGE PAR**  
**LASER CO<sub>2</sub>**

**Devant le Jury**

<b>Président</b>	<b>R.Zegadi</b>	<b>Maître de Conférence</b>	<b>Université de Sétif</b>
<b>Rapporteur</b>	<b>A.Taibi</b>	<b>Docteur</b>	<b>Université de M'sila</b>
<b>Examineur</b>	<b>A.Nouiri</b>	<b>Maître de Conférence</b>	<b>Université de Constantin</b>
<b>Examineur</b>	<b>M.Chegaar</b>	<b>Maître de Conférence</b>	<b>Université de Sétif</b>
<b>Examineur</b>	<b>H.Latelli</b>	<b>Docteur</b>	<b>Université de M'sila</b>

Soutenu le:02/06/2004

## Abstract

This work treats a study of the plasma medium which is formed above a material during the welding by CO<sub>2</sub> laser. During the welding a part of the target matter is removed off and, come to form a relatively hot gas above the material that we calls plasma.

In this work, initially we analyzes signals obtained experimentally by detectors placed near the plasma, that was created by CO<sub>2</sub> continuous laser of strong power, and in second place we presents a mathematical model of the removed layers, which led to a differential equation of the second order, containing a term which represents laser energy.

The form of the solution of this equation depends on the form of the term presenting laser energy. Finally we gives as results, a number of curves in function of the time, taking the form of the course of the evaporated matter and his pressure, and that for various forms of laser energy.

---

**Key words:** Plasma, Soudage with laser CO<sub>2</sub>, Spectroscopy, Life time, The acoustic émission.

## Résumé

Ce travail traite de l'étude du milieu plasma qui se forme au dessus d'un matériau pendant le soudage par laser CO<sub>2</sub>. Pendant le soudage une partie de la matière s'arrache et vient former un gaz relativement chaud au dessus du matériau qu'on appelle plasma.

Dans ce travail, en premier lieu on analyse des signaux obtenus expérimentalement par des détecteurs placés proche d'un plasma créée par laser CO<sub>2</sub> continu de forte puissance, et en deuxième lieu on présente un modèle mathématique des couches de matière arrachés, et qui abouti à une équation différentielle du second ordre avec un terme qui représente l'énergie laser.

La forme de la solution de cette équation dépend de la forme du terme présentant l'énergie laser. Donc finalement on donne comme résultats, des courbes en fonction du temps présentant l'allure du parcours de la matière évaporée et sa pression, et cela pour différentes formes de l'énergie laser.

---

**Mots Clés:** Plasma, Soudage par laser CO<sub>2</sub>, Spectroscopie, le durée de vie, L'émission acoustique.

## ملخص

في هذا العمل نقوم بدراسة وسط مسمى بلازما، و الذي يتشكل فوق قطعة معدنية عند القيام بعملية التلحيم بواسطة الليزر  $CO_2$  . خلال عملية التلحيم كمية من المادة تفارق المعدن و تشكل غازا ساخنا يتوضع فوق المعدن.

نقوم في هذا العمل بداية بتحليل الإشارات المتحصل عليها تجريبيا بواسطة أجهزة وضعت بالقرب من هذا الوسط خلال عملية التلحيم بواسطة ليزر  $CO_2$  مستمر وبقدرة كبيرة ، ثم نتبعها باقتراح نموذج رياضي لحركة المادة المنزوعة، يمثل بواسطة معادلات تفاضلية من الدرجة الثانية مع طرف يمثل طاقة ليزر.

حل هذه المعادلات يتعلق بطاقة ليزر. و في الأخير نعطي على شكل نتائج، منحنيات تمثل طول البلازما والضغط ، وهذا من اجل أشكال مختلفة لطاقة ليزر.

## *Remerciements*

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur A.Taibi pour avoir accepté de diriger le travail de ce mémoire, pour sa gentillesse habituelle, ses précieux conseils, sa bonne volonté et sa disponibilité.

Je remercie également Monsieur R.Zegadi maître de conférence à l'université de Sétif, qui m'a honoré en président le jury de soutenance.

Je remercie Monsieur A.Nouiri maître de conférence à l'université de Constantine et Monsieur H.Latelli Docteur à l'université de M'sila. Qui ont aimablement accepté de juger ce travail.

Je tiens aussi à remercier mes camarades et toute personne ayant participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

# *Dédicace*

*parents*

*À mes très chers*

*À mes frères*

*À mes sœurs*

*Et à la famille Amari*

*Et À mes amis ...*

Je dédie ce travail

<b><u>TABLE DES MATIERES</u></b>		
	<i>Introduction</i>	
	<i>Chapitre I: plasma de soudage</i>	
	• Historique.....	1
	I-1) Définition.....	1
	I-1.1) Degré D'Ionisation:.....	3
	I-1.2) Ionisation thermique:.....	4
	I-1.3) Plasmas hors d'équilibre thermique.....	5
	I-1.4) Oscillations de plasma.....	5
	I-1.5) Oscillation de gaine.....	7
	I-2) Caractéristiques.....	8
	I-2.1) Equilibre thermodynamique local(E.T.L).....	8
	I-2.2) Température du plasma.....	9
	I-2.3) Mesure relative.....	10
	1-Rapport d'intensité de deux raie.....	10
	2-Méthode du graphique de Boltzmann.....	10
	I-2.4) Densité électronique.....	11
	I-3) Les équations du plasma.....	14
	I-3.1) Loi de Maxwell.....	14
	I-3.2) Loi de Boltzmann.....	14
	I-3.3) Loi de Saha.....	15
	I-3.4) Loi de Planck.....	16
	I-3.5) Loi de Kirchhoff.....	16
	<i>Chapitre II: Emission du plasma</i>	
	II-1) Spectroscopie électronique.....	17
	II-1.1) Introduction.....	17
	II-1.2) principe de Pauli.....	18
	II-1.3) Transition entre deux niveaux d'énergie.....	18
	II-1.4) Emission, Absorption Spontanée et Stimulée.....	19
	a) Emission spontanée.....	20
	b) Emission stimulée.....	20
	II-1.5) Rayonnement de freinage(Bremsstrahlung).....	22
	II-1.6) Bremsstrahlung inverse.....	23
	II-2) Spectroscopie de plasma.....	23
	II-2.1) Transitions lié-lié.....	24

II-2.2) Transition libre-libre.....	27
II-2.3) Transition lié- libre.....	29
II-2.4) Emission de rayonnement par les plasmas.....	30
II-3) durée de vie d'une émission.....	30
II-3-1) durée de vie d'une émission.....	30
II-3.2) En l'absence de champ de rayonnement.....	31
II-3.3) En présence de champ de rayonnement.....	31
<i>Chapitre III: Interaction plasma-rayonnement laser</i>	
III-1)Rayonnement laser.....	35
III-1.1) Principe.....	35
III-1.1.1) Une cavité résonnante.....	35
III-1.2) Différent types.....	36
III-1.3) Laser CO2.....	37
III-1.4) Divergence.....	37
III-2) Création de plasma par laser.....	38
III-2.1) Plasma de soudage.....	39
III-2.2) Principe de Création de plasma.....	40
III-3) Interaction rayonnement laser- plasma.....	42
III-3.1) Absorption de l'énergie par le plasma.....	42
III-3.2) Absorption des photons par les électrons libres.....	44
III-3.3) Absorption par les états excités des atomes.....	45
III-3.4) Quelque modèle de calcule le coefficient d'absorption.....	46
III-4) Son plasma.....	48
III-4.1) Introduction générale sur le son.....	48
a)Fonction d'onde.....	48
b)fréquence .....	49
c)L'intensité.....	50
d)La hauteur d'un son.....	51
e) Le timbre d'un son.....	51
f) L'intensité sonore physiologique.....	51
III-4.2) Emission acoustique du plasma.....	52
<i>chapitre VI: Etude expérimentale de l'émission</i>	
IV-1)Introduction.....	55
IV-2)Etude des caractéristiques experimentale de l'émission.....	57
IV-3)Etude des signaux obtenus.....	60
IV-4)Proposition d'un modèle.....	66
IV-5)Système des équations.....	69



## *Introduction*

Le soudage des matériaux par laser s'accompagne toujours de la présence d'un milieu (vapeur métallique de l'échantillon soudé, et gaz de protection), très émissif, qu'on appelle plasma ou (plume). L'émission du plasma s'étend sur tout le spectre de longueur d'ondes et son intensité et comportement varient avec la longueur d'onde.

Nous avons un certains nombre de résultats expérimentaux sur le plasma créé pendant la soudage de l'acier inoxydable 304L avec un laser  $CO_2$  continu. Parmi ces résultats des courbes représentant des émissions du plasma réalisés avec deux détecteurs différents réglés sur des intervalles de longueur d'ondes différents comme ce représenté sur la figure(IV.1). Ces courbes qui représentent l'intensité de l'émission du plasma en fonction de temps sont identiques dans leur variations, ou comportement temporel.

Dans le travail expérimental fait par A.Taibi [2] "Etude de l'influence des paramètres de soudage par laser  $CO_2$  continu sur l'émission spectrale et temporelle du plasma de soudage. Application à l'acier inoxydable 304L", il utilise comme détecteurs un photomultiplicateur suivi d'un monochromateur, en parallèle avec photodiode de type qui enregistre le rayonnement sur tout le spectre visible. Il trouve que les deux détecteurs donnent des courbes semblables, présentant les même variations

Ce résultat peut nous conduire à dire que l'émission en fonction du temps entre deux niveaux d'énergie dans un atome (émission de tous les atomes ayant ce niveau excité, ce qui constitue déjà une moyenne pour le niveau émetteur), est identique à la somme des émission en fonction du temps de tous les niveaux dans tous les atomes, et la seule différence est dans la quantité d'énergie émise.

L'objectif de ce travail est le suivant:

- donner une explication des courbes enregistrés par les détecteurs et représentant l'émission de plasma.
- proposer un modèle qui va dans le sens des courbes enregistrées .

En plus d'une introduction générale et une conclusion générale, le mémoire comporte donc quatre chapitre:

Le premier chapitre est une introduction sur le plasma de soudage ( définition, caractéristiques,...).

Le deuxième chapitre présente l'émission du plasma, notions de spectroscopie nécessaires à la compréhension de l'émission plasma, le durée de vie d'une émission.

Le troisième chapitre traite de l'interaction du rayonnement avec un matériau, l'absorption du rayonnement laser, création du plasma, plus des généralités sur le rayonnement laser.

Dans le quatrième chapitre on présente l'explication de l'émission obtenus par les détecteurs , et le modèle proposé.

- **Historique**

Le terme (plasma) a été introduit en physique en 1928 [1], par le physicien Américain I. Langmuir pour désigner dans les tubes à décharge certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Par la suite, ce mot a été utilisé surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière analogue à un gaz mais constitué de particules chargées, électrons et ions positifs telles que le milieu soit globalement neutre. Le plasma le plus simple est celui de l'hydrogène formé des électrons et des protons libres, en concentrations égales.

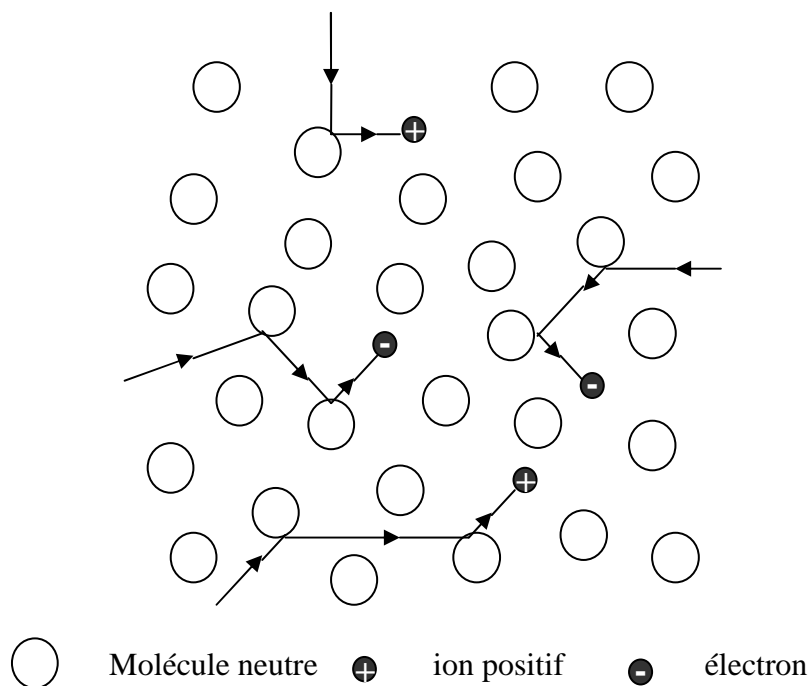
Ainsi définis, les plasmas se confondent donc avec le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle de température aux trois états classiques: solide, liquide et gaz.

Plus de 99% de l'univers est constitué par de la matière à l'état de plasma [2].

## **I-1) Définition**

La transition entre les gaz neutres et les plasmas complètement ionisés est assurée par les gaz partiellement ionisés[1]. On définit le plasma comme un gaz ionisé dont la densité des particules chargées permet des interactions sensibles de ces particules avec les champs self consistant électrique et magnétique[2].

L'image qu'on peut se faire d'un gaz faiblement ionisé est celle d'une mer [1] des molécules neutres dans laquelle se déplacent quelques électrons et ions, chacun de ceux-ci évolue indépendamment de ses pairs en effectuant des collisions binaires aléatoires sur les neutres comme c'est représenté sur la figure(I.1).



Figure(I.1) :représentation d'un gaz faiblement ionisé

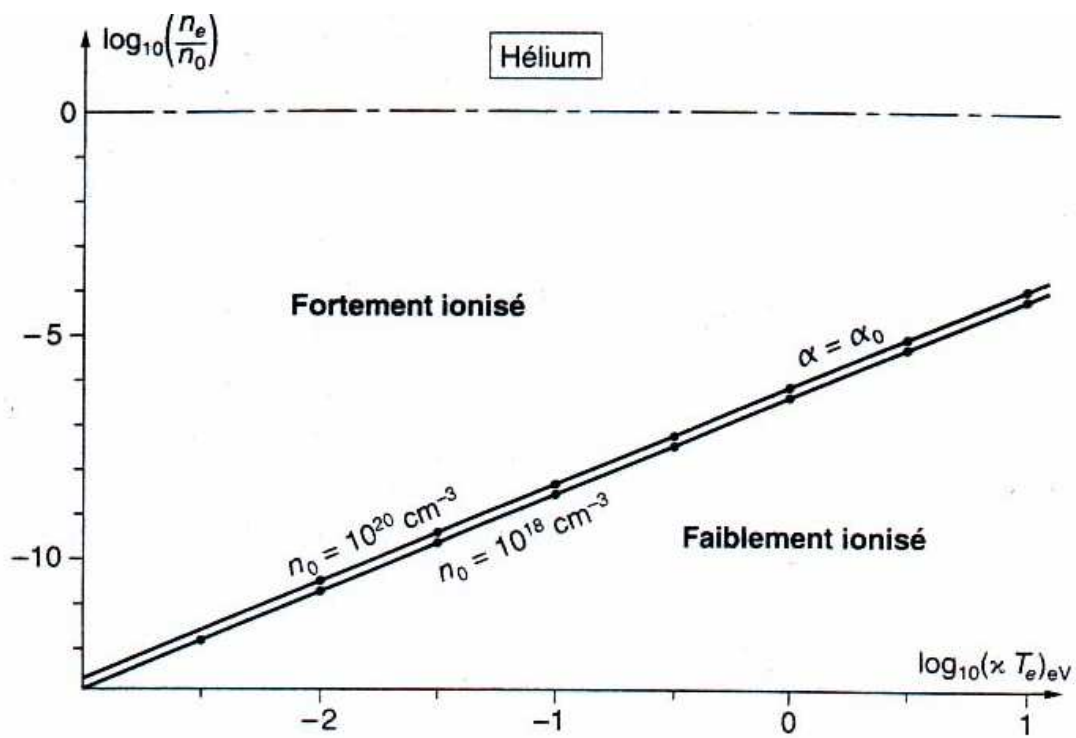


figure (I.2): les deux familles de gaz ionisés, cas de l'hélium.  $n_e$ ,  $n_0$  densité des électrons et des neutres,  $K_b T_e$  température électronique en (ev),  $\alpha$  degré d'ionisation.

### I-1.1) Degré d'ionisation [1]

Les gaz dans l'état normal, sont des isolants électriques. cela tient du fait qu'ils ne contiennent pas des particules chargées libres mais seulement des molécules neutres, si on applique des champs électriques assez intenses ils deviennent conducteurs; les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharge dans les gaz et sont dus à l'application d'électrons et ions libres .

Les résultat d'une décharge dans un gaz et donc la production d'un gaz ionisé ayant par exemple  $n_e$  électron,  $n_i$  ions positifs et  $n_o$  neutres (atomes ou molécules) par unité de volume. en général le gaz est macroscopiquement neutre. On a alors :

$$n_e = n_i = n \quad (\text{I.1})$$

Cette neutralité est la conséquence des forces électrostatiques très intenses qui apparaissent dès que l'on a :  $n_e \neq n_i$

Le degré d'ionisation du plasma est un paramètre important qui nous permet de classer les plasma, il est défini par le rapport :

$$\alpha = n_e / (n_o + n_e) \quad (\text{I-2})$$

Avec :

$n_o$ : la densité (nombre de particules par unité de volume) des neutres.

$n_e$  : celle des électrons (ou des ions positif ).

On distingue deux types de plasmas:

1- Plasma chaud (fortement ionisés ) correspond à des degrés d'ionisation  $\alpha$  supérieur à une valeur critique  $\alpha_0$  (exemple: fusion thermonucléaire contrôlée ou la température atteint plusieurs centaines de millions de degrés).

2- Plasma froid (faiblement ionisés ) correspond à des degrés d'ionisation  $\alpha$  inférieures à une valeur critique  $\alpha_0$  (exemple: plasma crée par l'action d'un faisceau laser sur un matériau,

la température atteint quelques milliers, ou même quelques dizaines de milliers de degrés). Les plasmas froids sont classés en deux types: (Les plasmas thermiques, Les plasmas basse pression).

### I-1.2) Ionisation thermique

Lorsqu'on chauffe un gaz à une température  $T$  suffisamment élevée (de l'ordre de  $10^4 K$ ), l'énergie moyenne ( $3K_bT/2$ ) de translation de ses molécules peut devenir du même ordre que leur énergie d'ionisation  $E_i$  dans ces conditions, lorsque deux molécules entrent en collision, il peut y avoir ionisation de l'une d'entre elles.

Si le gaz est en équilibre thermodynamique, l'ionisation par collision est contrebalancée par des processus de recombinaison entre électrons et ions. Les trois variables  $\alpha$ ;  $n$ ; et  $T$  ne sont pas indépendantes: l'ionisation est déterminé par la pression et la température, on dit que le gaz est en état d'équilibre d'ionisation thermique. Les propriétés de cette équilibre sont décrits dans le cas simple d'un gaz monoatomique par une formule établie en 1920 par l'astrophysicien M. N. Saha [1].

$$\frac{n_e \cdot n_i}{n_0} = \frac{g_e g_i}{g_0} \frac{(2\pi m_e K_b T)^{3/2}}{h^3} \exp(-E_i / K_b T) \quad (I.3)$$

$m_e$ : masse d'électron.

$K_b$  : constante de Boltzman

$h$  : constante de Planck.

$g_e$ ;  $g_i$ ; et  $g_0$  : les poids statistique respectivement de des électrons, des ions et des atomes neutres ( $g_i$  et  $g_0$  dépendent de l'espace atomique considéré,  $g_e = 2$  (deux états de spin)).

Si on remplace les constante par leur valeurs numériques on trouve

$$\frac{n_e \cdot n_i}{n_0} = 6.04 \cdot 10^{27} \frac{g_e g_i}{g_0} (K_b T)^{3/2} \exp(-E_i / K_b T) \quad (I.4)$$

à des températures plus élevées les atomes du gaz peuvent d'ailleurs s'ioniser plusieurs fois.

### I-1.3) Plasmas hors d'équilibre thermique

Dans de nombreux cas, l'ionisation est due à un champ électrique extérieur, et le gaz n'est pas en équilibre thermodynamique. Il atteindra souvent un état stationnaire qu'on pourra caractériser par les paramètres  $\alpha$ ;  $n$ ; et  $T_e$  (température des électrons),  $T_i$  (température des ions) et  $T_0$  (température de molécules).

Les trois températures sont définie par la condition que  $(3K_bT_a/2)$  représente l'énergie cinétique moyenne des particules d'espèce (a) dans un repère où elles ont une vitesse moyenne nulle. L'écart entre  $T_e$ ,  $T_i$  et  $T_0$  peut être important, par exemple: dans un tube à décharge typique on pourra avoir  $T_0 = T_i = 300k$  et  $T_e = 3.10^{+4}k$ . La forte valeur de  $T_e$  est due à l'action du champ électrique sur les électrons, et l'ionisation est alors produite par les collisions de ces électrons chauds sur les molécules neutres du gaz.

### I-1.4) Oscillations de plasma [1]

Si dans un plasma initialement neutre, on produit une perturbation locale sous la forme d'un excès de charge électrique positive ou négative, celui-ci va tendre à revenir vers l'état d'équilibre de neutralité. Cependant on peut voir facilement que la perturbation initiale engendre en général une oscillation pendulaire non amortie du plasma autour de son état d'équilibre .

La première analyse de ce genre de mouvement a été faite par Lord Raileig [1] qui a établie la fréquence naturelle des oscillations d'électrons libres plongés dans un fond continu de charges positives. Considérons, par exemple, la situation représentée sur la figure (I.2) à l'instant initial figure (I.2a) la région grisée contient un excès d'électrons et la région tout autour un déficit d'électrons.

Cela produit un champ électrique tendant à créer un mouvement des électrons dans le sens des flèches. Dans ce mouvement, ceux-ci acquerront une certaine énergie cinétique et ils pourront au bout d'un certain temps dépasser la position d'équilibre. Un trop grand nombre d'électrons ayant quitté la région grise, il y aura un défaut d'électron dans cette région figure(I.2b), et un champ électronique tendant à les ramener vers elle. Au bout d'un certain

temps, la situation initiale est reconstitué et le cycle recommence. Les vibrations ainsi produites sont appelées oscillations du plasma électronique.

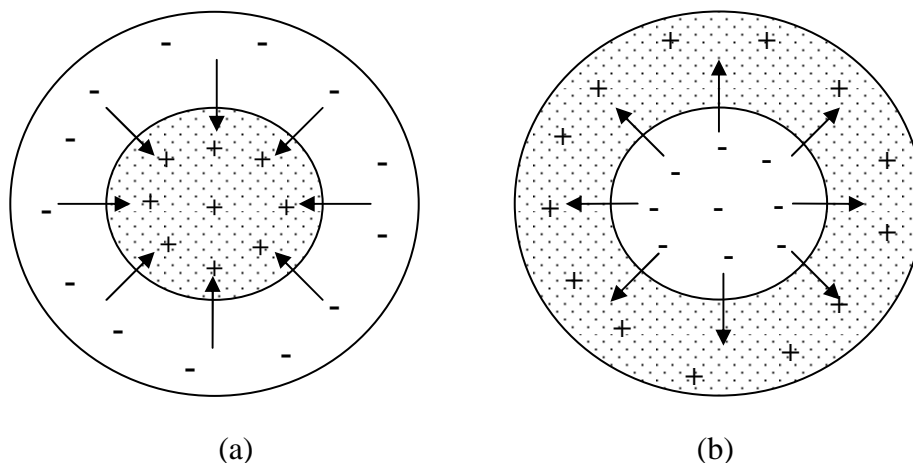


Figure (I.2): Oscillation de plasma à symétrie sphérique (ions immobiles), les flèches représente la force de rappel qui s'exerce sur les électrons.

(a): déficit d'électrons au centre.

(b): excès d'électrons au centre.

Dans ces oscillations, les ions beaucoup plus lourd que les électrons restent pratiquement immobiles. L'agitation thermique et les collisions jouent en général un rôle négligeable.

La pulsation  $\omega_p$  des oscillations de plasma donnée par la formule

$$\omega_p = (n_{e0} q^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2} \quad (\text{I.5})$$

avec:

$q_e$ : la charge de l'électron.

$n_{e0}$ : la densité électronique du plasma non perturbé.

Cette pulsation est souvent appelée improprement "fréquence plasma" en toute rigueur la fréquence plasma et donnée par:

$$F_{pe} = \omega_p / 2\pi \quad (\text{I.6})$$

La fréquence plasma est fréquence fondamentale qui intervient à tout instant dans la physique des plasma ,et ont été observées pour la première fois par F.M. Penning [1] et étudiées en suite en détaille par L. Tonks et I. Langmuir [1].

### I-4.1) Oscillation de gaine

Considérons un plasma borné limité par une frontière assez nette qui les sépare du vide. En lui appliquant un champs électrique  $E_0$ , ayant une composante perpendiculaire à la frontière, on perturbe son équilibre. Les électrons se déplacent par rapport aux ions et l'on voit apparaître sur la frontière du plasma des gaines d'électrons ou d'ions figure (I.3). Il en résulte un champ de polarisation  $E_p$  opposé au champ extérieure et tendant à ramener les électrons vers leurs position d'équilibre.

Si l'on fait cesser l'action de champ extérieure, l'ensemble des électrons va effectuer des oscillations autour de la position d'équilibre déterminée par la position des ions.

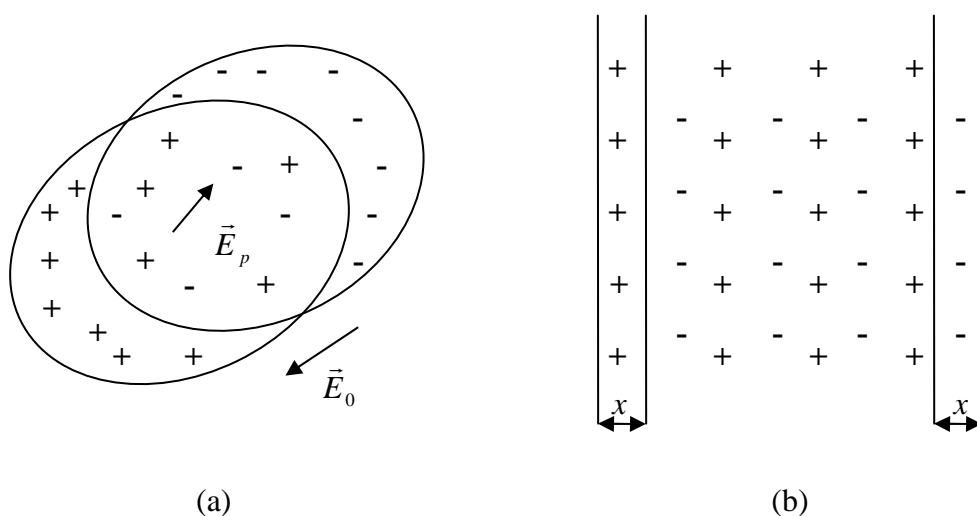


Figure (I.3): Polarisation d'un plasma par un champ électrique et oscillation de gaine

(a): géométrie quelconque:  $E_0$  champ extérieure.

$E_p$  champ polarisation.

(b): Géométrie plane: oscillation longitudinale d'une tranche de plasma.

Dans le cas d'une lame plane de plasma, le calcul de la fréquence de ces oscillations se fait facilement au moyen du schéma simple de la figure (I.3b).

On considère une tranche plane contenant un bloc d'ions immobiles et on suppose que l'on déplace en bloc des électrons qui leur étaient associés. On crée ainsi un champ électrique donné par la formule :

$$E = \sigma / \varepsilon_0 \quad (\text{I.7})$$

$\varepsilon_0$  = constante diélectrique ( $\varepsilon_0 = 8.854.10^{-12} \text{ C/v.m}$ ).

$\sigma$  : est la densité superficielle de la couche mince de la charge positive, qu'on a laissé à gauche de la figure ou de la charge négative qu'on a fait apparaître à droite.

Donc:

$$\sigma = n_e q_e x \quad (\text{I.8})$$

$$E = n_e q_e x / \varepsilon_0 \quad (\text{I.9})$$

Chaque électron du nuage est donc soumis à une force de rappel:

$$F = -n_e q_e^2 x / \varepsilon_0 \quad (\text{I.10})$$

Il va donc effectuer des oscillation de pulsation  $\omega = \omega_{p_e}$ , si on refait ce même calcul pour un plasma uniforme de forme différent on trouve la pulsation d'oscillation  $\omega = A \omega_{p_e}$  ou  $A$  est un facteur numérique voisin de l'unité qui dépend de la forme du plasma (cylindre  $A=1/\sqrt{2}$ , sphère  $A=1/\sqrt{3}$ ).

Dans ce calcul on a négligé l'agitation thermique des électrons et les collisions.

## I-2) Caractéristiques

### I-2.1) Equilibre thermodynamique local (E.T.L)

Dans une enceinte en équilibre thermodynamique, il existe une seule température ( $T_i = T_e = T_{\text{rayonnement}}$ ), la température thermodynamique qui fixe toutes les fonction de distribution (loi de Maxwell, Boltzmann, saha, planck).

Dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L) en chaque point du plasma, on peut définir macroscopiquement une température thermodynamique cette température nécessite les conditions suivantes:

- Les fonctions de distribution des vitesses des particules lourds et des électrons sont maxwelliennes.
- La distribution des population de différents niveaux excités suit la loi de Boltzmann .
- Il y a équipartition de l'énergie de translation entre les électrons et les particules lourdes.
- Il y a micro réversibilité du processus due aux collisions, mais la lois de Planck peut ne pas être vérifiée.

Donc on remplace le système unique à la température  $T$  par un ensemble de sous-systèmes au températures  $T_1, T_2, \dots$  tel que le flux d'énergie entre deux sous-système soit faible.

### I-2.2) Température du plasma [3]

On suppose l'existence de l'E. T. L. dans ce cas l'intensité d'une raie est donné par la formule :

$$I_{ij} = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} A_{ij} \frac{g_i}{B_n(T)} n_i \exp(-E_i / K_b T_{exc}) \quad (I.11)$$

$g_i$ : poids statistique, i.e. le nombre d'état simple de même énergie  $E_i$

$B_n(T)$ : fonction de partition de l'état d'ionisation considéré.

$A_{ij}$ : probabilité de transition.

$\nu_{ij}$ : fréquence de transition du niveau  $i$  vers le niveau  $j$ .

$n_i$ : densité des atomes dans l'état d'ionisation  $i$  ( $\text{cm}^{-3}$ ).

En exprimant l'intensité par rapport à la population de l'état fondamentale:  $n_i = n_0$ ,  $g_i = g_0$ ,  $E_0 = 0$ .

D'après cette relation, il est possible de déduire la température d'excitation. Mais d'une part cette mesure est très délicate expérimentalement et d'autres part il faut connaître la valeur de la densité  $n_i$  qui est fonction de la température.

### I-2.3) Mesure relative

#### 1- Rapport d'intensité de deux raies

Pour supprimer la densité  $n_i$  caractérisant l'atome et non les niveaux d'excitation choisis, il faut faire le rapport d'intensité de deux raies dans le même état d'ionisation

$$\frac{I_{ij}}{I_{kl}} = \frac{g_i A_{ij} \lambda_{kl}}{g_k A_{kl} \lambda_{ij}} \exp(E_k - E_i / K_b T_{exc}) \quad (I.12)$$

$$T_{exc} = \frac{0.625(E_k - E_i)}{\ln\left(\frac{g_i A_{ij} \lambda_{kl}}{g_k A_{kl} \lambda_{ij}}\right) - \ln\left(\frac{I_{ij}}{I_{KL}}\right)} \quad (E \text{ en cm}^{-1}) \quad (I.13)$$

On met en garde contre l'utilisation de l'intensité relative des raies d'ions différents, qui est invalide à la fois par l'inhomogénéité de la composition ionique du plasma et par l'absence d'équilibre radiativo-colisionnel, due à l'expansion rapide du plasma.

#### 2 - Méthode du graphique de Boltzmann

A partir de la formule donnant l'intensité de la raie, et en prenant le logarithme de l'intensité, on obtient l'expression :

$$\log\left(\frac{I_{ij} \lambda_{ij}}{g_i A_{ij}}\right) - \ln\left(\frac{i}{B_n(T)}\right) = -\frac{E_i}{K_b T_{exc}} \quad (I.14)$$

Pour le même émetteur (type de particule),  $n_i$  et  $B_n(T)$  sont constantes donc :

$$\log\left(\frac{n_i}{B_n(T)}\right) = c(\text{constante}) \quad (I.15)$$

La température peut être mesurée à partir de la pente de la droite obtenue en traçant pour plusieurs raies  $\log\left(\frac{I\lambda}{Ag}\right)$  on fonction de l'énergie d'excitation de chaque raie.

## I-2.4) Densité électronique

Dans un plasma, les ions et les électrons du milieu créent un micro champ électronique et sous l'effet de ce champ, les niveaux d'énergie des raies se décomposent. Cela conduit à un élargissement très important.

L'effet Stark est très présent dans les plasmas denses. Pour la raie d'hydrogène  $H_\beta$ , Griem [4] propose la relation suivante, permettant de calculer  $n_e$  à partir de  $\Delta\lambda_s$  (élargissement Stark).

$$n_e = C(n_e, T) \Delta\lambda_s^{3/2} \quad (\text{I.16})$$

C varie peu avec  $n_e$  et T.

A partir des valeur de C( $n_e$ ,T) calculées par Griem[4] et pour T=10000k, on à une formule simple:

$$\frac{n_e}{\Delta\lambda_s^{3/2} \cdot 10^{13}} = 36.57 - 17.5 \ln(\Delta\lambda_s) \quad (\text{I.17})$$

Ainsi si notre plasma contient de l'hydrogène, le calcul de la densité se révèle facile.

Dans le cas de la raie de l'argon, la largeur à mi-hauteur est donnée par la formule:

$$\Delta\lambda_s = 2(1 + 1.75\alpha(1 - 0.75\rho))\omega \quad (\text{I.18})$$

$\omega$  : demi-largeur à mi-hauteur due aux électrons, proportionnelle à  $n_e$ .

$\alpha$  : élargissement quasi-statique des ions, proportionnelle à  $n_e^{1/4}$ .

$\rho$  : rapport de la distance moyenne  $\rho_m$  entre les ions, à la distance de Debye  $\rho_D$ .

Avec:

$$\rho_m = \left( \frac{4\pi n_e}{3} \right)^{-1/3} \quad \text{et} \quad \rho_D = \left( \frac{KT}{4\pi n_e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{I.19})$$

d'où

$$\rho = 0.09 \left( \frac{n_e^{1/6}}{T^{1/2}} \right) \quad (\text{I.20})$$

$\omega$  et  $\alpha$  ont été tabulés par Griem.

Pour mesurer la densité électronique dans un plasma d'aluminium [4],[5], donnent une formule semblable en insistant sur le fait que pour un plasma de laboratoire, crée par un laser ou la densité électronique ( $n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) l'élargissement Stark est prépondérant devant les autres formes d'élargissement.

La formule suggérée donne les résultats de 20 à 30% près:

$$\Delta\lambda = 2W (n_e/10^{16}) + 3.5A (n_e/10^{16})^{1/4} - (1-1.2(N_D)^{-1/2}) W (n_e/10^{16}) \quad (\text{I.21})$$

W: paramètre d'élargissement dû à l'impact des électrons .

A: paramètre d'élargissement dû aux ions .

$N_D$ : nombre des particules dans la sphère de Debye, donné par:

$$N_D = 1.72 \cdot 10^{-19} \frac{T^{3/2} (\text{eV})}{n_e^{1/2} (\text{cm}^{-3})} \quad (\text{I.22})$$

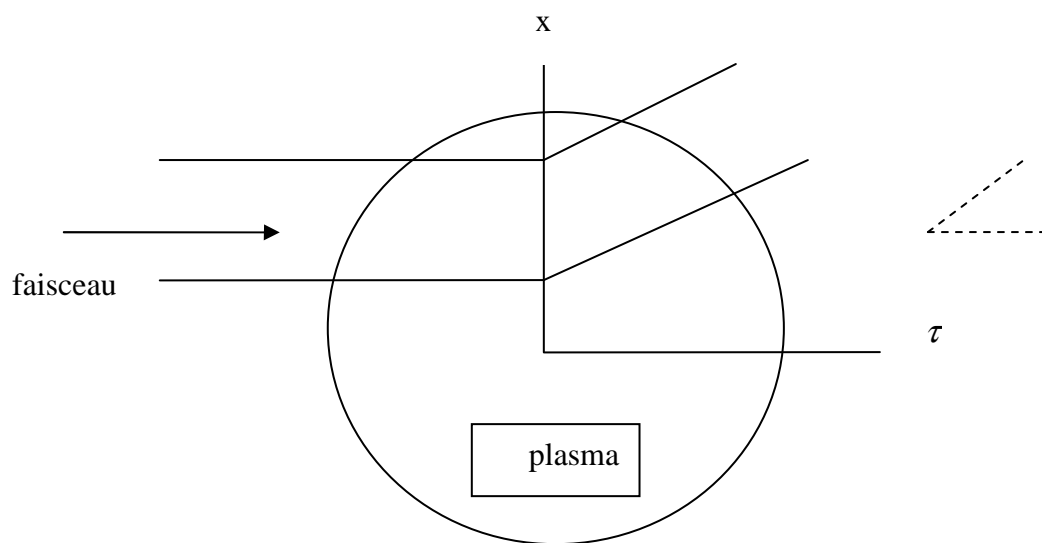
W et A sont donnés par les tables.

La contribution du deuxième terme est très faible, et avec des conditions pour lesquelles  $N_D$  tend vers 2 ( densité élevée), on peut avoir une bonne approximation avec la formule simplifiée:

$$\Delta\lambda_s = 2W (n_e/10^{16}) \quad (\text{I.23})$$

- **Autre méthode**

La méthode de diagnostic du plasma. Elle nous permet de déterminer le profil de densité à partir de mesures d'angles de réfraction d'un faisceau laser de faible diamètre traversant le plasma figure (I.4). En effet l'indice de réfraction est fonction des densités électronique et atomiques, pour deux faisceaux de longueur d'onde différentes  $\lambda_1, \lambda_2$  on a les indices de réfraction



figure(I.4)

$$\eta_1(r) - 1 = (A + B/\lambda_1^2) N_a(r) - C N_e(r) \lambda_1^2 \quad (I.24)$$

$$\eta_2(r) - 1 = (A + B/\lambda_2^2) N_a(r) - C N_e(r) \lambda_2^2 \quad (I.25)$$

$$C = e^2 / 2 \pi m c^2$$

$$C = 4.48 \cdot 10^{-14} \text{ cm}$$

*A et B*: coefficients dépendants du type de plasma, pour un plasma d'argon:

$$A = 1.039 \cdot 10^{23} \text{ cm}^3, B = 5.82 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^5$$

Le profil de l'indice de réfraction peut être déterminé par les mesures de déviation du faisceau laser balayant le plasma. pour les hautes densité la réfractive des faibles longueur d'ondes (exemple:  $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ ) est négligeable.

### I-3) Les équations du plasma

#### I-3.1) Loi de Maxwell

C'est une fonction de distribution des vitesses, cette loi ne dépend que de la température. la loi de Maxwell nous donne pour une espèce, le nombre de particule  $dN$  dont la vitesse est comprise entre  $v$  et  $v+dv$  :

$$\frac{dN}{N} = \left( \frac{m}{2\pi K_b T} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{-mV^2}{2K_b T} \right) 4\pi V^2 dV \quad (\text{I.26})$$

avec:

$N$ : nombre totale des particules de l'espèce.

$m$ : masse de la particule.

$T$ : température du milieu.

La vitesse la plus probable est la vitesse qui correspond au maximum de la fonction de Maxwell pour une température donnée:

$$V_{max} = (2K_b T / m)^{1/2} \quad (\text{I.27})$$

Et la vitesse moyenne:

$$V_{moy} = (8K_b T / \pi m)^{1/2} \quad (\text{I.28})$$

#### I-3.2) Loi de Boltzmann

C'est une loi qui donne le rapport des populations de deux niveaux  $i$  et  $j$  d'un atome ou d'un ion, en fonction des poids statistiques  $g_i$  et  $g_j$  et des potentiels d'excitation  $X_i$  et  $X_j$  des niveaux  $i$  et  $j$ .

$$\frac{n_j}{n_i} = \left( \frac{g_j}{g_i} \right) \exp\left( \frac{X_{ji}}{K_b T} \right) \quad (\text{I.29})$$

avec:

$$X_{ji} = X_j - X_i$$

Si  $i=1$  ( $X_1 = 0$ ) fondamental:

$$\frac{n_j}{n_1} = \left( \frac{g_j}{g_1} \right) \exp\left( \frac{X_j}{K_b T} \right) \quad (\text{I.30})$$

Si on veut avoir  $n_j$  par rapport à la population totale  $N$

$$\frac{n_j}{N} = \left( \frac{g_j}{B(T)} \right) \exp\left( \frac{X_j}{K_b T} \right) \quad (\text{I.31})$$

avec:  $B(T) = \sum g_m \exp\left( -\frac{X_j}{K_b T} \right)$  appelée fonction de réparation

### I-3.3) Loi de Saha

Pour un milieu qui contient des atomes A partiellement ionisée



$$n_0 \quad n_i \quad n_e$$

La loi de Saha est donnée pour une température  $T$  du milieu, le rapport ( $n_i \cdot n_e / n_0$ ) qui détermine le degré d'ionisation du milieu, avec  $n_0$  et  $n_i$  densité des populations du niveau fondamental de l'atome A et d'ion  $A^+$  et  $n_e$  densité des électrons,  $g_0$ ,  $g_i$  et  $g_e$  poids statistiques du niveau fondamental de l'atome A, de l'ion  $A^+$  et de l'électron.

$$\frac{n_i n_e}{n_0} = \left( \frac{g_i g_e}{g_0} \right) \frac{(2\pi m_e K_b T)^{3/2}}{h^3} \exp\left( -\frac{X_j}{K_b T} \right) \quad (\text{I.32})$$

Cette loi est souvent utilisée sous forme logarithmique, si on prend  $n_e$  et  $T$  comme paramètres

$$\ln\left( \frac{n_i}{n_0} \right) = \ln\left( 2 \frac{g_i}{g_0} \right) + 15.383 + 3/2 \ln(T) - \frac{5040}{T} X_j (eV) - \ln(n_e) \quad (\text{I.33})$$

### I-3.4) Loi de Planck

Dans une enceinte en équilibre thermodynamique, certaines particules s'excitent ou s'ionisent avec absorption de rayonnement, d'autres se désexcitent ou se recombinent avec émission de rayonnement. La distribution spectrale de ce rayonnement à l'équilibre et celle de la loi de Planck ( rayonnement de corps noir ) à chaque fréquence, chaque volume émet autant de rayonnement qu'il en absorbe. Cette loi sous sa forme donnant la distribution de la densité de rayonnement en fonction de la fréquence.

$$I_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 \exp\left(\frac{h\nu}{K_b T} - 1\right)} \quad (\text{I.33})$$

avec :  $c=3.10^{10} \text{cm.s}^{-1}$

$$I_\nu = \int_0^\infty I_\nu d\nu \quad (\text{I.34})$$

Le rayonnement global ( intègre sur toutes les fréquences ).

$$I_\nu = \sigma T^4 \quad (\text{I.35})$$

avec:

$$\sigma = \frac{8\pi}{15} \frac{K_b^4 T^4}{c^3 h^3} = 5.67032.10^{-8} \left[ \text{w.m}^{-2}.\text{k}^{-4} \right] \quad (\text{I.36})$$

### I-3.5) Loi de Kirchhoff [6]

Le premier pas dans l'étude théorique des propriétés du rayonnement équilibré fut réalisé par Kirchhoff qui montra par des voies thermodynamiques que pour une température constante la densité spectrale de rayonnement est complètement indépendante de la nature et des propriétés des corps se trouvant à l'intérieur de l'enceinte, par exemple de la nature de la surface de corps, de la présence ou de l'absence de bandes d'absorption optique sélective. Cette particularité du rayonnement équilibré découle directement du second principe de la thermodynamique .



## II-1) Spectroscopie électronique

### II-1.1) Introduction

La spectroscopie est un outil très important est très riche en information dans les études concernant les milieux rayonnants (plasma produit par laser ).

Comme on le sait maintenant, chaque élément ou espèce émet un spectre qui lui est caractéristique. La présence de raies de longueur d'onde correspondant à tel ou tel élément confirme sa présence dans le milieu prospecté.

On distingue deux types de spectre révélateurs du type du corps émetteur :

1. Spectre de raies pour les atomes
2. Spectre de bandes pour les molécules .

Une raie est caractérisée par sa longueur d'onde  $\lambda$  sa fréquence  $\nu$ , et son nombre d'onde  $\nu'$ . Ces paramètres sont liés par la relation:

$$\lambda = \frac{\lambda_{vide}}{n} = \frac{c}{n\nu} = \frac{1}{n\nu'} \quad (\text{II.1})$$

avec:

$n$ : indice de réfraction du milieu

$c$ : vitesse de la lumière

Les premières raies observées ont été celles de l'atome de l'hydrogène ( $3600\text{\AA} \leq \lambda \leq 3562\text{\AA}$ ) en 1885 par Balmer qui leur fait correspondre la formule empirique

$$\lambda = G \left( \frac{n^2}{n^2 - 4} \right) \quad (\text{II.2})$$

ou

$$\nu' = \frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (\text{II.3})$$

$n$ : nombre entier ( $n > 2$ )

$G$ : constante

$R_H$ : constante de Rydberg ( $R_H=109677.58 \text{ cm}^{-1}$ )

Cette deuxième formulation est plus intéressante parce qu'elle montre que le nombre d'onde est obtenu de la différence de deux termes. C'est ce que Ritz énonça en 1888 en généralisant les travaux de Rydberg, il montra que le nombre d'onde de n'importe quelle raie est donné par la différence de deux termes spectraux.

$$\nu' = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = T_n - T_m \quad (\text{II.4})$$

Auparavant, en 1905 Einstein associa à un rayonnement de fréquence  $\nu$  des 'photons' d'énergie  $h\nu$ .

Ainsi le rayonnement électromagnétique se comporte comme s'il était composé de paquets d'énergie appelés photons; ces photons ont une masse nulle au repos. Parmi les états stationnaires de l'atome le plus stable correspond au niveau d'énergie le plus bas, c'est l'état fondamental de l'atome.

### II.-1.2) principe de Pauli [2]

Le nombre d'électrons existant dans chaque couche est limité par le principe d'exclusion de Pauli. Ce principe dit que dans un atome, deux électrons ne peuvent pas avoir le même ensemble de valeurs pour les quatre nombres  $n, l, m_l, m_s$  chacun des sous-groupes  $n, l$  sera divisé en "sous-sous" groupes suivant les valeurs de  $m_l$  (moment magnétique orbital) et dans chaque sous-sous groupe défini par  $n, l, m_l$  existent deux électrons correspondant à

$$m_s = \pm \frac{1}{2}.$$

### II-1.3) Transition entre deux niveaux d'énergie [2]

Une raie spectrale résulte d'une transition entre deux niveaux d'énergie, elle est représentée par la différence de deux termes spectraux caractérisant le niveau de départ et le niveau d'arrivée.

Toutes les transitions entre niveaux d'énergies ne sont pas possibles, certaines règles de sélection existent. La plus importante est la règle de Laporte, elle donne les conditions dans lesquelles le rayonnement émis dans une transition peut être assimilé à un rayonnement de dipôle électronique, la raie sera alors dite permise. Cette condition rigoureuse de la règle de Laporte est :

$$J=L+S \quad \Delta L = \pm 1$$

$$\Delta J = \pm 1, 0$$

$J$  : moment cinétique total .

$L$  : moment cinétique orbital.

À côté de ces raies permises, existent des raies "interdites" elles sont très rarement observées dans les plasmas par suite des fortes densités électroniques qui font que les niveaux métastables sont désexcités par collisions et non par le rayonnement.

#### II-1.4) Emission, Absorption spontanée et stimulée [2],[7]

La probabilité pour qu'une absorption ait lieu est directement proportionnelle à la densité d'énergie du rayonnement de fréquence convenable  $\rho(\nu)$  et au nombre des molécules  $n_i$  dans l'état de plus basse énergie .

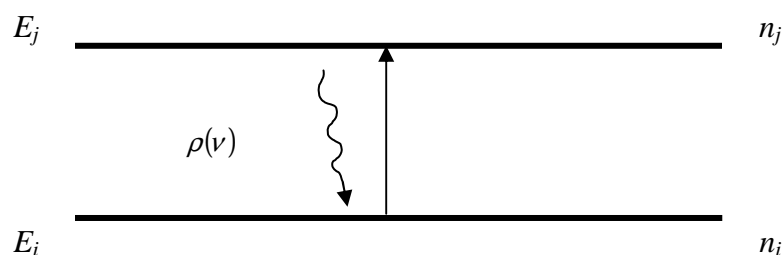


figure (II.1): Absorption atomique d'un photon

$$\frac{dn_i}{dt} = -B_{ij} \rho(\nu) n_i \quad (\text{II.5})$$

$B_{ij}$  : constante de proportionnalité on l'appelle coefficient d'Einstein d'absorption .

### a) Emission spontanée

La probabilité pour qu'une émission spontanée ait lieu est proportionnelle au nombre de molécules  $n_j$  dans l'état d'énergie supérieur.

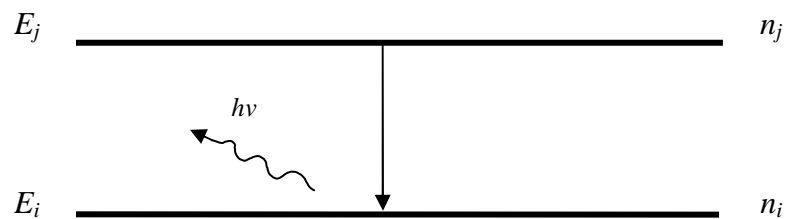


figure (II.2):Emission spontanée

$$\frac{dn_j}{dt} = -A_{ji}n_j \quad (\text{II.6})$$

$A_{ji}$  : coefficient d'Einstein d'émission spontanée.

### b) Emission stimulée

La probabilité pour qu'une émission stimulée ait lieu est proportionnelle à  $n_j$  et  $\rho(\nu)$ .

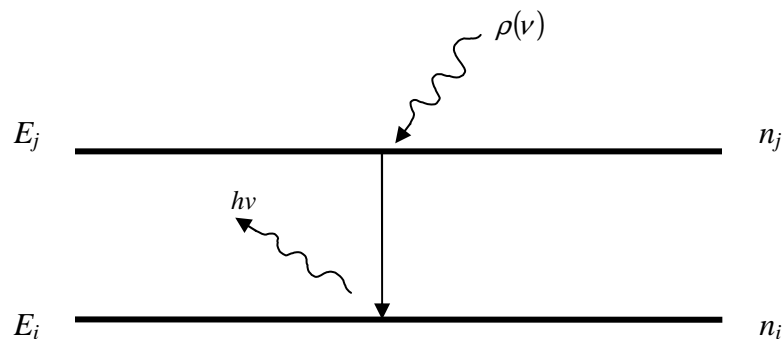


figure (II.3):Emission stimulée

$$\frac{dn_j}{dt} = B_{ij}\rho(\nu)n_j \quad (\text{II.7})$$

$B_{ji}$  : probabilité d'émission stimulée ou coefficient d'Einstein d'émission stimulée

Le taux d'absorption entre deux états  $j$  et  $i$  est donné dans le cas particulier où il y a l'équilibre thermique par :

$$B_{ij}n_j\rho(\nu) - B_{ji}n_j\rho(\nu) - A_{ji}n_j = 0 \quad (\text{II.8})$$

En faisant intervenir la loi de Boltzmann de répartition de l'énergie

$$n_i = \Phi^{-1} \exp\left(-\frac{E_i}{K_b T}\right) \quad (\text{II.9})$$

avec:

$$\Phi^{-1} = \frac{B(T)}{Ng_i} \quad (\text{II.10})$$

$B(T)$ : fonction de répartition de l'état considéré  $B(T) = \sum g_i \exp\left(-\frac{X_i}{K_b T}\right)$

$n$ : densité des particules

L'expression précédente devient :

$$\rho(\nu) = \frac{A_{ji}}{B_{ij} \exp\left(\frac{E_j - E_i}{K_b T}\right) - B_{ji}} \quad (\text{II.11})$$

avec:  $E_j - E_i = h\nu$

pour un corps noir la loi de Planck donnée

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{K_b T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{II.12})$$

les deux relations ne peuvent être satisfaites que si:

$$B_{ij} = B_{ji} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} A_{ji} \quad (\text{II.13})$$

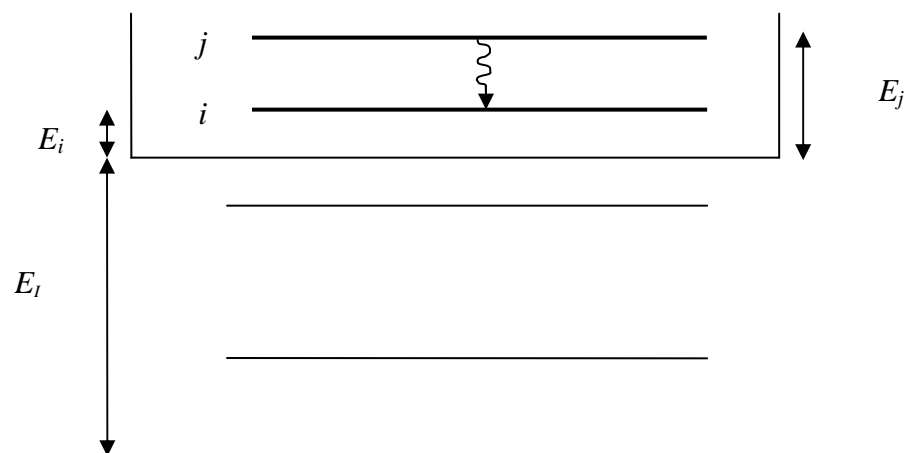
### II-1.5) Rayonnement de freinage(Bremsstrahlung) [8]

Considérons deux état  $i$  et  $j$ , tous deux états dans le continuum d'ionisation d'un atome figure (II.4) .

Physiquement un électron arrive de l'infini vers un ion avec une énergie cinétique initiale  $E_j$ , arrive au voisinage de l'ion, il émet spontanément un photon ce qui lui fait perdre l'énergie  $h\nu$ . Mais cette perte d'énergie est insuffisante pour permettre sa capture par l'ion et l'électron s'éloigne de l'ion vers l'infini avec une énergie cinétique final  $E_i = E_j - h\nu$ .

L'émission spontanée d'un photon freine donc l'électron d'où le nom de rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung.

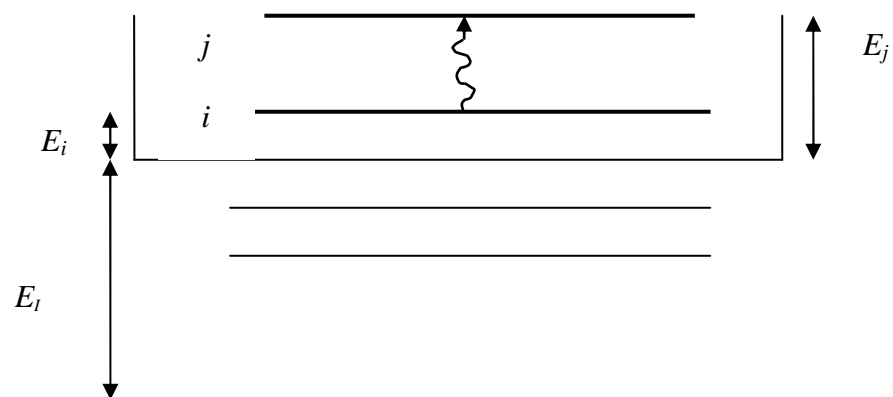
Comme l'énergie  $E_i$  de l'état final peut varier de manière continue le spectre du rayonnement de freinage est continu.



figure(II.4): Emission spontanée entre deux états du continuum d'ionisation d'un atome.

### II-1.6) Bremsstrahlung inverse [8]

La figure (II.5) représente une transition entre deux états  $i$  et  $j$  du continuum d'ionisation d'un atome par absorption d'un photon. une telle transition appelée transition (libre-libre). S'accompagne d'une accélération de l'électron. La processus correspondant a l'inverse de ce lui de la figure (II.4) est appelle Bremsstrahlung inverse. Il joue un rôle importante dans l'échauffement des électrons d'un plasma sous l'effet d'un rayonnement laser.



figure(II.5):absorption d'un photon

### II-2) Spectroscopie de plasma [3], [9]

L'émission et l'absorption de la lumière associée aux transition entre deux états d'une particule matérielle dans le plasma peut être classé en trois types de transitions:

- Transition lié-lié.
- Transition lié-libre.
- Transition libre-libre.

Remarque: En négligent la diffusion

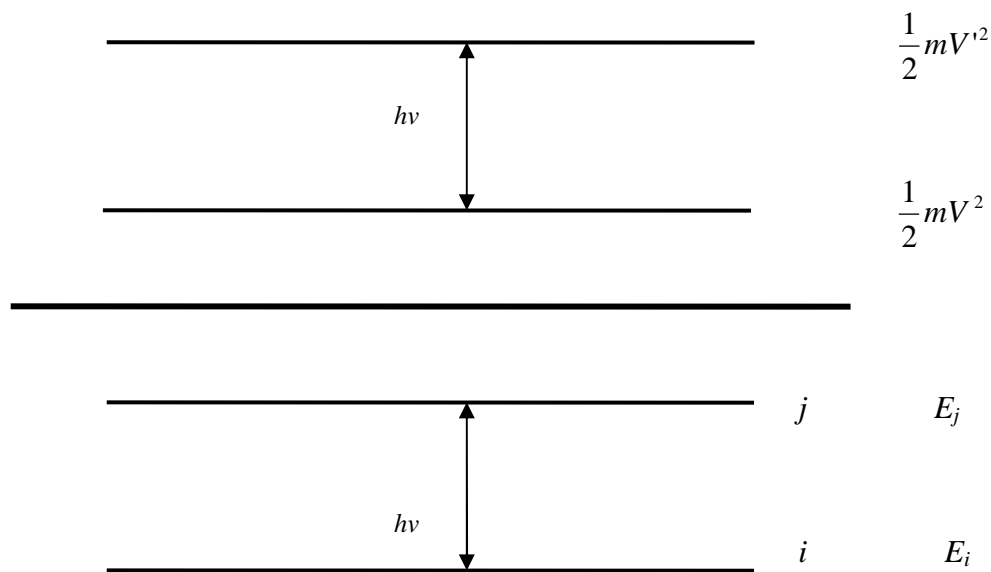


figure (II.6): Transition lié-lié et libre-libre.

### II-2.1) Transitions lié-lié [3],[10]

La transition lié-lié entre un état inférieur  $i$  d'énergie  $E_i$  et un état supérieur  $j$  d'énergie  $E_j$  correspondant à une émission de rayonnement lorsqu'un atome excité dans un état d'énergie  $E_j$  passe à un état moindre d'énergie  $E_i$  ou une absorption dans le cas contraire, passage de l'état  $E_i$  vers l'état  $E_j$ . Aux différentes transitions possibles entre les états liés d'un atome (ou d'un ion) correspondra donc une suite discrète de raies. Il existe trois mécanismes fondamentaux d'interaction entre les photons et les états  $i$  et  $j$ .

- émission spontanée de  $j$  vers  $i$  contribuant à  $A_{ji}$ .
- absorption de  $i$  vers  $j$  avec un coefficient  $B_{ij}$ .
- émission stimulée  $j$  vers  $i$  avec un coefficient  $B_{ji}$ .

De ces deux cas derniers processus inverses résulte le coefficient d'absorption apparente

$$B_v = B_{ij} - B_{ji}$$

Les trois coefficients  $A_{ji}$ ,  $B_{ij}$  et  $B_{ji}$  relatifs à une transition donnée ne sont pas indépendants; ils sont reliés par les règles d'Einstein. Le coefficient d'absorption de photons d'énergie  $h\nu$  peut être écrit sous la forme:

$$B_{ij} = \sum_{ij} n_i \sigma_{ij} \quad (\text{II.14})$$

où le  $\sum$  est étendu à tous les couples de niveaux d'énergie tels que la relation précédente soit vérifiée.

$n_i$ : la densité des absorbeurs initialement dans l'état  $i$ .

En réalité les niveau ne sont pas infiniment étroits et  $\sigma_{ij}$  est une fonction de  $\nu$ , positive dans les limites du profil de la raie. On ne considère ici qu'une valeur efficace  $\sigma_{ij}$  obtenue par une moyenne appropriée sur le profil de la raie. De façon similaire, le coefficient d'émission stimulée peut être écrit sous la forme:

$$B_{ji} = \sum_{ij} n_j \sigma_{ji} \quad (\text{II.15})$$

Pour des raisons quantiques, les section efficaces  $\sigma_{ij}$  et  $\sigma_{ji}$  des deux processus inverses  $i \leftrightarrow j$  sont essentiellement identiques.

Le principe de micro réversibilité:

$$g_i \sigma_{ij} = g_j \sigma_{ji} \quad (\text{II.16})$$

avec:

$g_i$  et  $g_j$  sont des multiplicités des deux états  $i$  et  $j$  en utilisant cette relation et en regroupant  $B_{ij}$  et  $B_{ji}$ ; on obtient:

$$B_{ij} = \sum_{ij} n_j \sigma_{ji} \left( 1 - \frac{n_j / g_j}{n_i / g_i} \right) \quad (\text{II.17})$$

Les populations relatives des deux niveau  $i$  et  $j$  dans le milieu donnée par un température  $T_{ij}$  (appelée température de Boltzmann aux états  $i$  et  $j$ ) définie par:

$$\frac{\left( \frac{n_j}{g_j} \right)}{\left( \frac{n_i}{g_i} \right)} = \exp[-(E_j - E_i) / KT_{ij}] = \exp[-h\nu / KT_{ij}] \quad (\text{II.18})$$

et donc la coefficient d'absorption s'écrit:

$$B_{\nu} = \sum_{ij} n_j \sigma_{ji} (1 - e^{-h\nu/KT_{ij}}) \quad (\text{II.19})$$

Notons que  $B_{\nu}$  est toujours plus petit que  $B_{ij}$  à cause de l'émission stimulées. Habituellement, le niveau bas  $i$ ; ainsi la compensation de  $B_{ij}$  par  $B_{ji}$  est seulement partielle et le  $B_{\nu}$  résultant est toujours positif. dans un milieu "laser" il y a au contraire un inversion de population qui fait que le milieu  $B_{ij} > B_{ji}$  et en conséquence  $B_{\nu} < 0$ ; cela signifie que le milieu amplifie la lumière de fréquence  $\nu$ .

La loi d'Einstein qui se rapporte aux deux procédés d'émission elle peut s'écrire schématiquement :

$$\frac{\text{émission spontanée}}{1} = \frac{\text{émission stimulée}}{k_{\nu}} = \frac{\text{émission totale}}{1 + k_{\nu}}$$

$$k_{\nu} = \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1} \text{ (taux d'occupation des états quantiques).}$$

et on trouve que:

$$A_{ij} = \frac{h\nu^3}{c^2} B_{ji} = \frac{h\nu^3}{c^2} \sum_{ij} n_j \sigma_{ji} e^{-h\nu/KT_{ij}} \quad (\text{II.20})$$

S'il y a seulement une transition satisfaisant ( $h\nu = E_j - E_i$ ), on obtient en combinant (II.19) et (II.20).

$$A_{ij} = B_{\nu} \cdot \rho(\nu)$$

$\rho(\nu)$ : formule de planck

cela montre que la température de Boltzmann  $T_{ij}$  est aussi la température de rayonnement pour la quelle le milieu suit la loi de Kirchouff.

## II-2.2) Transition libre-libre [3],[10]

Pour des transitions entre deux états  $i$  et  $j$  qui sont tous les deux dans le spectre continu des niveaux (transition libre-libre) les formules doivent être légèrement modifiées. Les formules pour le spectre continu émis et absorbé par les électrons libres on été discuté par Bekefi. Il a utilisé les coefficient radiatifs spectraux dépendant de la vitesse:

$\eta_v(\vec{v})$  coefficient d'absorption des électron de vitesse  $\vec{v}$

$\eta_{vs}(\vec{v}')$  coefficient d'émission stimulés des électrons de vitesse  $\vec{v}'$

$\eta(\vec{v}')$  coefficient d'émission spontanée des électrons des vitesse  $\vec{v}'$

avec:

$$h\nu = \frac{1}{2}mV'^2 - \frac{1}{2}mV^2 \quad (\text{II.21})$$

Les coefficients ci-dessus sont des valeurs moyennes rapportées a un électron et les coefficients globaux sont donc:

$$B_{ij} = \int \eta_{va}(\vec{v}) f(\vec{v}) dV \quad (\text{II.22})$$

$$B_{ji} = \int \eta_{vs}(\vec{v}') f(\vec{v}') dV' \quad (\text{II.23})$$

$$A_{ij} = \int \eta_v(\vec{v}') f(\vec{v}') dV' \quad (\text{II.24})$$

$f$ : fonction de distribution.

Les relations d'Einstein permettent d'exprimer les trois coefficients spectraux de rayonnement en fonction d'un seul d'entre eux. Dans ce cas des transition d'électron libre-libre, le coefficient de base est le coefficient d'émission spontanée qui peut être calculé par les méthodes développés; on a :

$$B_v = B_{ij} - B_{ji} = \frac{c^2}{N_r^2 h \nu^3} \int \eta_v(\vec{v}') (f(\vec{v}) - f(\vec{v}')) dV' \quad (\text{II.25})$$

Si la distribution des vitesses des electron est maxwellienne on trouve que:

$$\frac{A_{ij}}{B_{\nu}} = N_r^2 \rho(\nu) \quad (\text{II.26})$$

Ce qui est la loi de Kirchhoff pour que cette loi soit valable dans un plasma, il suffit que sa fonction de distribution des vitesse soit maxwellienne. Alors la loi de Kirchhoff est satisfaite pour chaque fréquence avec une température de rayonnement unique égale à la température cinétique des électrons. Pour toute autre fonction de distribution on peut poser:

$$\frac{A_{ij}}{B_{\nu}} = N_r^2 \rho(\nu)$$

avec:

$$\frac{B_{ji}}{B_{ij}} = \exp\left(-\frac{h\nu}{K_b T}\right) = \frac{\int \eta(\vec{V}') f(\vec{V}') dV'}{\int \eta_{\nu}(\vec{V}') f(\vec{V}') dV'} \quad (\text{II.27})$$

La formule ci-dessus se simplifie dans le cas limite de l'approximation classique. Cela correspond au domaine des basses fréquence pour le quel on a:

$$h\nu = \frac{1}{2} m V'^2 - \frac{1}{2} m V^2 \ll \frac{1}{2} m V'^2$$

Considérons pour simplifier que la distribution des vitesse est isotrope. on doit alors relier  $f(V')$  et  $f(V)$  par la relation approché:

$$f(V') = f(V) + h\nu \frac{\partial f}{\partial E} = f(V) + \frac{h\nu}{mV} \frac{\partial f}{\partial V} \quad (\text{II.28})$$

et décrire les propriétés radiatives du plasma par les formules:

$$A_{ij} = \int \eta_{\nu}(V) f(V) dV \quad (\text{II.29})$$

$$B_{\nu} = \frac{c^2}{N_r^2 m^2 V^2} \int \frac{\eta_{\nu}(V)}{V} \frac{\partial f}{\partial V} dV \quad (\text{II.30})$$

$$KT_{\nu} = -\frac{\int \eta_{\nu}(\vec{V}) f(V) dV}{\int \eta_{\nu}(\vec{V}) \frac{\partial f}{\partial E} dV} \quad (\text{II.31})$$

### II-2.3) Transition lié- libre [3],[10]

A la limite d'ionisation d'un atome existe une suite continue de niveau caractérisés par une énergie  $E$  positive (énergie cinétique des électrons libre ). Un atome excité dans l'état  $i$  peut absorber une suite discontinue de quanta  $h\nu_{ij}$  correspondant aux différentes transition mais peut également absorber une suite continue de quanta de fréquence  $h\nu > h\nu_i$ ,  $h\nu_i$  étant l'énergie nécessaire à l'ionisation du niveau  $i$ . L'électron passe alors de l'état  $i$  à un état non quantifié ou son énergie cinétique  $\frac{1}{2}mV^2$  est tel que:

$$h\nu = h\nu_i + \frac{1}{2}mV^2 = E_{i\infty} + \frac{1}{2}mV^2 \quad (\text{II.32})$$

$E_{i\infty}$ : le potentiel d'ionisation du niveau  $i$

L'absorption continue commencera donc à une certaine limite  $\nu_i$ , et cette limite sera différente pour chaque niveau  $i$ , il y aura autant des limites que de niveau liés d'où l'ionisation est possible.

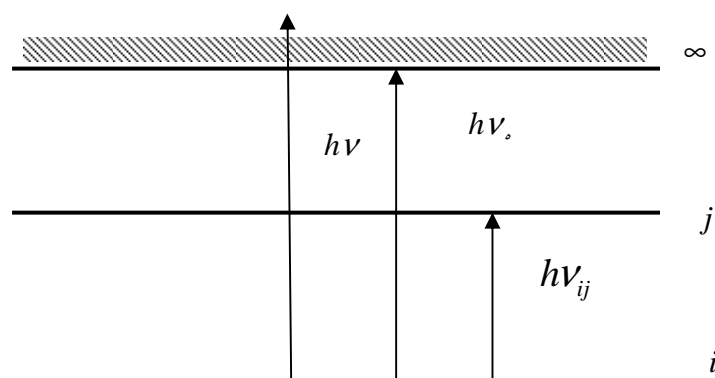


figure (II.7): Transition lié-libre

### II-2.3) Emission de rayonnement par les plasmas [1]

Les plasmas émettent, comme tous les corps chauds du rayonnement. Cette émission peut se situer dans n'importe quelle gamme du spectre des ondes électromagnétiques, depuis les ondes radioélectriques jusqu'aux rayons  $x$ . La répartition spectrale de ce rayonnement dépend de la densité du degré d'ionisation et de la température du gaz. Lorsque la densité est assez élevée l'émission devient globalement celle d'un corps noir et il n'est pas nécessaire d'en analyser les mécanismes dans le détail. Mais, en général les plasmas sont plus ou moins transparents (optiquement minces) au rayonnement qu'ils émettent et l'émission impose des propriétés très différentes de celles d'un corps noir. Dans les gaz faiblement ionisés on observe des spectres des raies dus aux transitions des électrons liés aux atomes. Dans les plasmas complètement ionisés le rayonnement est dû aux transitions entre deux états libres (transition free-free) et sa croissance avec la température est moins rapide que celle du corps noir.

La puissance  $P(t)$  émise à l'instant  $t$  est donnée par la formule de Larmor:

$$P(t) = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} a^2 \quad (\text{II.33})$$

où

$a$ : l'accélération de l'électron .

Dans les plasmas les accélérations subies par les électrons peuvent être de deux natures magnétique ou collisionnelle.

### II-3) durée de vie d'une émission:[10]

Le niveau excité d'un atome à une durée de vie finie, par suite de l'existence d'une probabilité non nulle d'émission spontanée,  $A_{ij}$  (coefficient d'Einstein d'émission spontanée) vers les niveaux inférieurs  $i$  ( $i < j$ ).

### II-3.1) En l'absence de champ de rayonnement

La variation de population du niveau  $j$  sera:

$$\frac{dn_j}{dt} = -n_j \sum_{j>i} A_{ji} \quad (\text{II.34})$$

En intégrant:

$$n_j = n_{j,0} e^{-\gamma_j t} \quad (\text{II.35})$$

en a posé:

$$\gamma_j = \sum_{j>i} A_{ji} = \frac{1}{\tau} \quad (\text{II.36})$$

avec  $\tau$  : la durée de vie du niveau  $j$ .

### II-3.2) En présence de champ de rayonnement

La valeur de  $\gamma_j = 1/\tau$  est un peut différente, il faut tenir compte pour la dépopulation du niveau  $j$ , des absorptions de rayonnement qui font passer l'atome d'état excité  $p$  tel que  $p>j$ . Il faut également tenir compte de toutes les émission induites qui ont lieu du niveau  $j$  vers les niveau inférieurs

$$\frac{dn_j}{dt} = -n_j \sum_{j>i} (A_{ji} + B_{ji} \rho(\nu_{ji})) + \sum_{p>j} B_{jp} \rho(\nu_{jp}) \quad (\text{II.37})$$

on pose

$$\gamma_j = \sum_{j>i} (A_{ji} + B_{ji} \rho(\nu_{ji})) + \sum_{p>j} B_{jp} \rho(\nu_{jp}) \quad (\text{II.38})$$

$$\gamma_j = \sum_{j>i} A_{ji} / (1 - e^{-h\nu_{ji}/K_b T}) + \sum_{p>j} \frac{g_p}{g_j} . A_{pj} / (e^{-h\nu_{pj}/K_b T} - 1)$$

$$n_j = n_{j,0} e^{-\gamma_j t} \quad (\text{II.39})$$

On applique la relation (II.12) à la densité d'énergie du rayonnement de fréquence convenable  $\rho(\nu)$

$$\tau = 1/\gamma_j \quad (\text{II.40})$$

La durée de vie du niveau ne dépend pratiquement de la température du milieu que dans le domaine de Rayleigh-jeans ( $h\nu/K_bT \ll 1$ ).

L'énergie  $E_j$  du niveau  $j$  doit donc se faire dans les temps inférieurs à la dure de vie de ce niveau  $\tau$  et en vertu du principe de Heisenberg, le niveau aura une certaine largeur  $\Delta E_j$  telle que:

$$\Delta E_j = \frac{h}{2\pi} \gamma_j = \frac{h}{2\pi\tau} \quad (\text{II.41})$$

On peut dire comme il montre le tableau (II.1), que le durée de vie des niveaux d'énergie d'un atome est différent et de l'ordre de  $ns$  ( $10^{-9}s$ ). Donc l'émission en fonction du temps entre deux niveaux d'énergie dans un atome est différent et que la durée de vie est dépende de la nature des atomes.

Tableau (II.1): la durée de vie pour l'Argon [11]

L'état atomique		Durée de vie(ns)
4p	$^2S_{1/2}^0$	8.7
	$^2P_{1/2}^0$	8.5
	$^2P_{3/2}^0$	—
	$^2D_{5/2}^0$	9.52
	$^4S_{3/2}^0$	7.5
	$^4P_{5/2}^0$	7.36
	$^4D_{5/2}^0$	7.54
	$^4D_{7/2}^0$	6.92
4d	$^2P$	—
	$^2D$	—
	$^2F_{7/2}$	3.4
	$^4P_{5/2}$	3.9
	$^4D_{3/2}$	3.2
	$^4D_{5/2}$	
	$^4D_{7/2}$	
	$^4F_{5/2}$	3.3
	$^4F_{7/2}$	
$^4F_{9/2}$		
4p'	$^2P_{1/2}^0$	5.55
	$^2P_{3/2}^0$	
	$^2D_{5/2}^0$	8.0
	$^2F_{5/2}^0$	8.52
	$^2F_{7/2}^0$	8.41
4p''	$^2P_{3/2}^0$	11.0

Tableau (II.2): Probabilité de transition [12]

Pour T<sub>i</sub>I

$\lambda$ (Å)	Probabilité de transition A [ $10^8 \text{S}^{-1}$ ]
4186.6	0.28
4285.0	0.32
4259.8	1.3
4417.3	0.36
4449.2	0.97
4455.3	0.48
4457.4	0.56
4527.3	0.22
4544.7	0.33

Pour FeI

$\lambda$ (Å)	Probabilité de transition A [ $10^8 \text{S}^{-1}$ ]
4132.9	0.11
4134.7	0.18
4238.8	0.22
4250.1	0.23
4369.8	0.074
4383.5	0.46
4401.3	0.069
4415.1	0.13
4528.6	0.063
4547.9	0.078



## **III-1) Rayonnement laser [2]**

Le mot laser est constitué par les initiales d'Amplification de Lumière par Emission Stimulé de Rayonnement. l'émission stimulé a été décrite pour la première fois sur des bases théoriques, par Einstein en 1947. Le professeur A.Kaster a mis au point avec J.Brossel "le pompage optique" en 1950. Le premier laser a été réaliser par T.H.Maiman, il a commencé à fonctionner en 1960.

### **III-1.1) Principe**

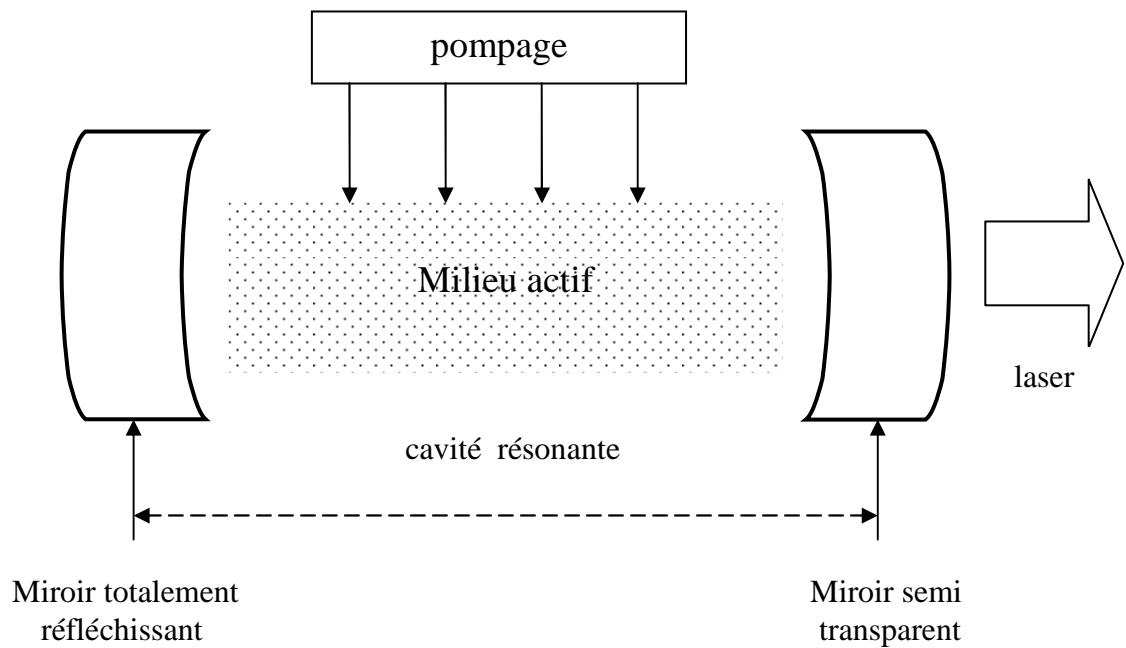
Pour générer un faisceau laser il faut (figure III.1) un milieu capable de produire l'effet laser, c'est un milieu qui possède une structure approprié de niveau d'énergie discrète, s'excitant facilement et possédant la capacité de stoker l'énergie reçue de l'extérieur. l'émission laser se fait à une longueur d'onde déterminé par deux états d'énergie de cette structure sur une transition où le système présente une émission spontanée correspondant à une durée de vie relativement longue du niveau supérieure (état métastable). Ce milieu peut être liquide, gazeux ou solide.

Une source d'énergie qui assure le pompage ( l'inversion de population) où on trouve plusieurs méthodes de pompage mais il y en a deux qui sont très utilisé:

- le pompage électrique du milieu gazeux pour les lasers à gaz.
- le pompage optique des barreau pour les lasers à solide.

#### **III-1.1.1) Une cavité résonnante**

Elle est constitué de deux miroirs hautement réfléchissant parallèles placées face à face d'ont l'un est semi transparent, ils renvoient l'onde électromagnétique, d'où de multiple passage aller et retour dans le milieu actif.



figure(III.1) schéma de principe.

La source électronique (ou optique) excite les atomes ou les molécules (gaz, barreau solide) à un niveau compatible avec l'émission laser. des photons sont émis dans toutes les direction (émission spontanée), seuls ceux dirigés dans le sens axial au résonateur sont retenus car il produit leurs parcours d'autres photons de même longueur d'onde et de même phase (émission stimulé).

Les photons ainsi créés sont renvoyer en totalité par les miroir réfléchissant et viennent amplifier le signale en produisant plus de photons.

Ceci constitue la lumière laser qui est cohérente et monochromatique. Les faisceau laser ainsi amplifier peut s'échapper en partie à travers du miroir semi transparent.

### III-1.2) Différent types

Il y a plusieurs type de laser, en les classant selon leurs milieux actifs:

- lasers à isolants dopés.
- lasers à gaz.
- lasers excimères.

- lasers chimique.
- lasers à colorants.
- lasers à semi conducteurs.

### III-1.3) Laser CO<sub>2</sub>

Le laser CO<sub>2</sub> est du point de vue industriel le laser le plus important vue ses qualités surtout de puissance, de rendement et vu la large variété des applications dans le domaine du traitement des matériaux.

Le premier laser moléculaire de puissance a été réalisé en 1965, le mélange gazeux composant le milieu actif, qui été à l'origine du gaz carbonique CO<sub>2</sub> a évolué pour devenir un mélange (CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>+H<sub>2</sub>). Ce mélange peut être excité par un courant continu, alternative ou impulsionnel par l'intermédiaire d'électrodes internes, d'autres modes d'excitation sont possible (radio fréquences...etc.). Ce sont les transition des niveau de vibration et de rotation de molécules de CO<sub>2</sub> qui sont mises en jeu.

### III-1.4) Divergence

Dans le cas d'une cohérence spatial parfaite, le faisceau de dimensions transversales finies, présente une divergence inévitable à cause de la diffraction, sa valeur et donné par:

$$\theta = k(\lambda / d)$$

avec:

$\theta$ : angle de divergence.

$k$ : facteur de proportionnalité voisin de l'unité.

$\lambda$ : longueur d'onde de faisceau.

$d$ : diamètre de l'ouverture diffractant le faisceau.

Dans le cas d'une cohérence partielle la divergence est plus importante, elle dépend de la forme et de la longueur d'onde de la cavité laser ainsi que les caractéristiques du réseau optique, sa valeur est généralement limitée a quelques milli radians pour les différents type de laser CO<sub>2</sub>.

### III-2) Création de plasma par laser [13], [14]

Nous allons présenter une approche simple proposée par R.J.Harrach permettant d'estimer quelques paramètres caractéristiques de d'interaction (laser- matériau ) et de mettre en évidence des phénomènes importantes tels que la création d'un milieu plasma. Pour cela nous considérons un matériau soumis à un faisceau laser figure (III.2)

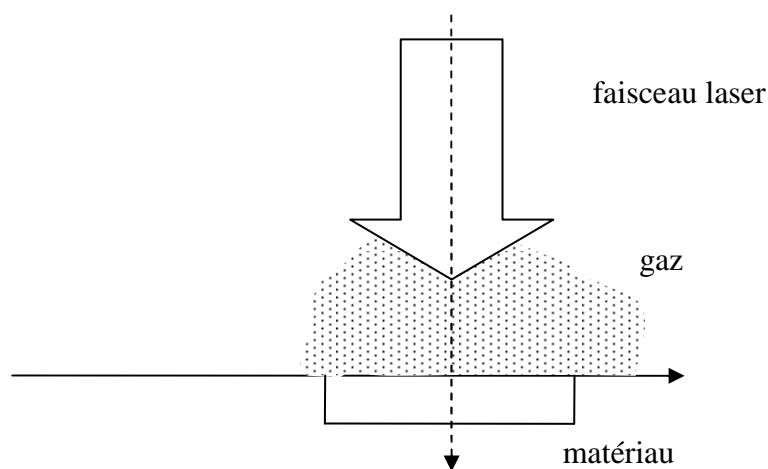
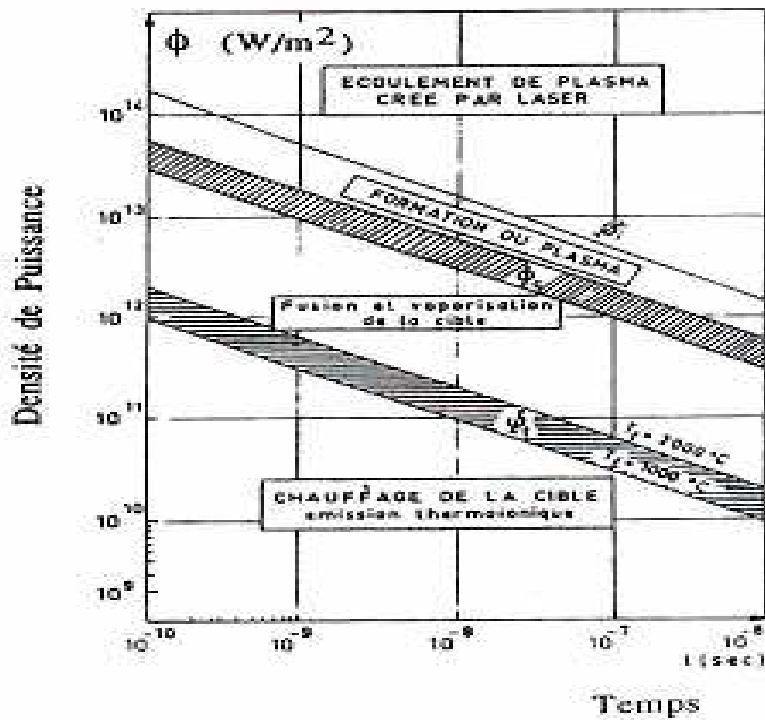


figure (III.2): schéma de l'interaction (laser- matériau) "création plasma"

L'étude fait par A.catherinot [13], pour une cible de Titane et pour le longueur d'onde de laser  $CO_2$   $10.6 \mu m$ . Montre que le "breakdown" s'effectue en deux étapes[13]:

1. Chauffage des électrons libres initiaux de la vapeur et ce d'autant plus rapidement que la longueur d'onde laser est grande.
2. Avalanche d'ionisation conduisant à la création d'un plasma après un décalage en temps d'autant plus élevé que la longueur d'onde laser est courte.

Comme le montre la figure(III.3), suivant la densité de puissance laser et temps d'interaction, on peut passer du chauffage de la cible à la fusion, jusqu'à formation de plasma[2].



figure(III.3): Diagramme (puissance, temps ) du traitement d'un matériau.

### III-2.1) Plasma de soudage

Le plasma qui apparaît pendant le soudage laser est différent suivant les conditions de soudage (puissance laser, protection gazeuse, vitesse) et le matériau traité. Le plasma de soudage est un mélange des vapeurs métalliques en provenance du matériau et de gaz de couverture, le tout étant en interaction avec le faisceau laser et émet un rayonnement.

Ce plasma se caractérise par son volume, sa couleur (qui traduit l'émission dominant ), son bruit (émission acoustique ) et sa dynamique (instabilité et fluctuations ). On distingue trois types de plasma

1. un plasma bleu intense (conique- sphérique )
2. un plasma bleu moins intense (cylindrique et volumineux )
3. un plasma blanc (petit en volume )

### III-2.2) Principe de Création de plasma [15]

Les principe de base conduisant à la formation de plasma lors de l'irradiation laser-matière. Cette création passe initialement par une phase de vaporisation de la surface métallique. Les électrons libres de cette vapeur (densité initiale de  $10^{12}$  a  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ) sont accélérés par une processus de Bremsstrahlung inverse (B. I) et leur énergie atteint un niveau suffisant pour qu'un processus d'avalanche se développe. L'évolution temporelle et la densité finale de cette densité électronique dépend donc des processus de création et de perte. L'évolution de la densité électronique  $n_e$  et l'énergie moyenne  $\bar{\epsilon}$  des électrons s'écrit:

$$\frac{dn_e}{dt} = R_i - R_{\text{perte}} \quad \text{et} \quad \frac{d\bar{\epsilon}}{dt} = \alpha I - P_{el} - P_{\text{perte}} \quad (\text{III.1})$$

$R_i$  et  $R_{\text{perte}}$ : sont respectivement les taux d'ionisation et de pertes électronique (par diffusion et par recombinaison ).

$P_{el}$ : représente la puissance (par unité de volume ) perdue lors des collisions élastiques électron- neutre .

$P_{\text{perte}}$ : celle résultant des collision élastiques.

Pour des densité  $n_e \ll n_{ec}$  (densité critique donnée par  $\frac{10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} [\text{cm}^{-3}]$  ) le coefficient d'absorption  $\beta$  décrivent le processus (B. I) est donnée par la relation:

$$\beta = \frac{\nu \omega_p^2}{c(\nu^2 - \omega^2)} \quad (\text{III.2})$$

$\nu$ : fréquence de collision électronique

$\omega$  et  $\omega_p$  : sont respectivement les fréquence laser et plasma.

Dans le cas d'un laser  $CO_2$ , il est montré que pour des intensités laser  $I$  de l'ordre du ( $mw/cm^2$ ), l'énergie des électrons  $\bar{\epsilon}$  atteint en quelques microsecondes une valeur suffisante (typiquement  $1ev$ ) pour qu'une avalanche exponentielle de  $n_e$  se développe et sature à une valeur dépendante des mécanismes de pertes.

On peut estimer l'intensité laser seuil  $I_i$  nécessaire au déclenchement de ce processus en écrivant que dans ce cas le terme de chauffage  $\beta I_i$  doit être supérieur aux pertes élastiques  $P_{el}$

$$\beta I_i = \frac{v\omega_p^2}{c(v^2 - \omega^2)} I_i > P_{el} = 2n_e \frac{mv\bar{\epsilon}}{M} \quad (III.3)$$

$m$  la masse de l'électron,  $M$  la masse de l'atome de la vapeur l'énergie moyenne  $\bar{\epsilon}$  doit être de  $\frac{\Delta}{10}$  ( $\Delta$ : énergie de 1<sup>er</sup> niveau d'ionisation de l'atome neutre). L'intensité seuil  $I_i$  est alors donnée par :

$$I_i (Mw/cm^2) \approx 600 \frac{\Delta(ev)}{A\lambda^2(\mu m)} \quad (III.4)$$

$A$ : la masse atomique de la vapeur métallique.

Cette relation montre que le seuil  $I_i$  est d'autant plus faible que le potentiel d'ionisation  $\Delta$  est plus faible, où que la masse atomique  $A$  est élevée (pertes énergétique plus faible lors des collisions) et enfin que la longueur d'onde laser  $\lambda$  est plus grande (meilleure absorption par B. I). On notera la forte dépendance de  $I_i$  avec  $\lambda$ . Pour des laser  $CO_2$ , on peut ainsi constater que  $I_i$  est assez bas pour les métaux usuels ( $0.8$  et  $1.3 Mw/cm^2$  pour le  $Fe$  et l' $Al$ ), les gaz usuels ( $2.3$  et  $6 Mw/cm^2$  pour l'argon et l'azote). Le seuil très élevé de l'Hélium ( $I_i = 73 Mw/cm^2$ ). Comme les intensités seuils des vapeurs métalliques sont inférieures à celles des gaz de protection, il existera donc une plage d'intensité où le plasma sera localisé dans cette vapeur métallique. Pour des intensités plus élevée, le claquage du gaz de protection survient, à partir du plasma de la vapeur métallique. Ces mécanismes ne sont possible que si une vapeur métallique est présente au dessus de la surface de la cible, c'est-à-dire si le seuil d'évaporation  $I_{e\ vap}$  à déjà été dépassé. Or on peut constater qu'en règle générale pour les lasers  $CO_2$ , les seuils  $I_{e\ vap}$  observés sont en régime impulsif et donc dépendant de la durée d'impulsion où en régime continu, dépendant dans ce cas du produit  $I \cdot r$  ( $r$ : rayon de la tache focale) sont semblables ou supérieurs aux seuils d'ionisation  $I_i$  précédemment définis cela signifie donc

qu'avec un laser  $CO_2$ , des qu' une vapeur métallique est générée, son claquage survient. Si de plus l'intensité laser est suffisante le claquage du gaz de couverture est alors possible. Des considérations précédentes on peut surtout constater que l'utilisation de laser à plus courtes longueur d'ondes supprime aisément ces possibilités de claquage pour ces niveaux d'intensité d'irradiation.

Un autre aspect définissant l'évolution du plasma concerne le temps caractéristique de claquage. Celui-ci peut être estimé en utilisant les conditions d'écoulement d'un régime monodimensionnel dans lequel l'ionisation du milieu est décrite par une équation du type Saha. On constate que la dépendance du temps  $\tau$  caractéristique de croissance de la densité électronique est très forte avec l'intensité laser est donnée par la relation:

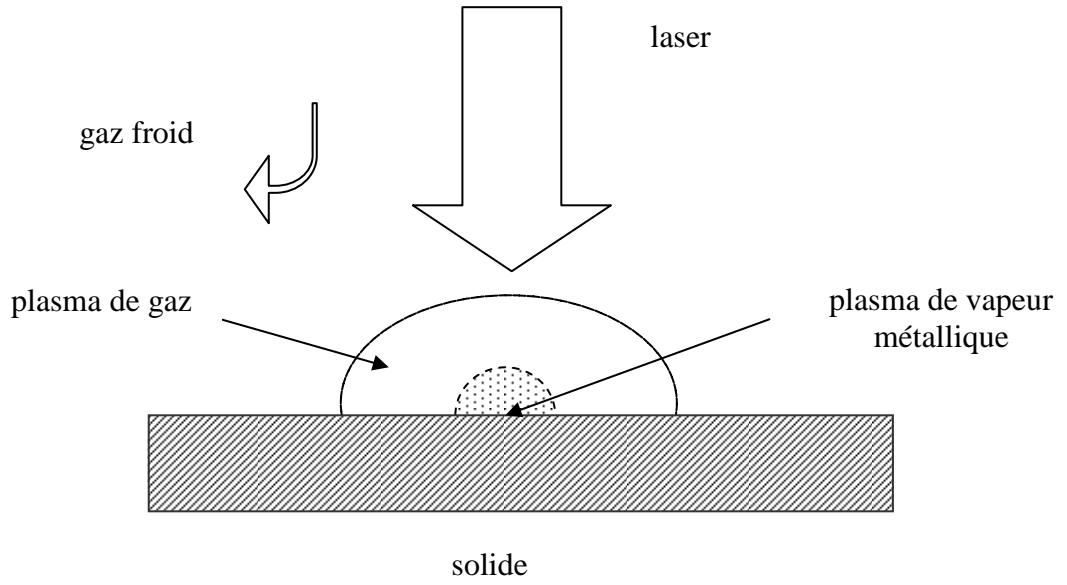
$$\tau(\mu s) = \tau_0 I^{-4} (Mw/cm^2) \quad (III.5)$$

avec  $1 < \tau_0 < 10$  dépendant de certains paramètres expérimentaux. Ces temps caractéristiques de claquage de l'ordre de la microseconde donnent une borne supérieure de la durée de l'impulsion laser qu'il serait nécessaire d'utiliser si l'on veut éviter que les phénomènes plasma ne prennent de l'importance. Dans ce cas, donc seul un traitement en mode pulsé mais répétitif, avec des durées d'allumage et d'extinction ajustées, est concevable.

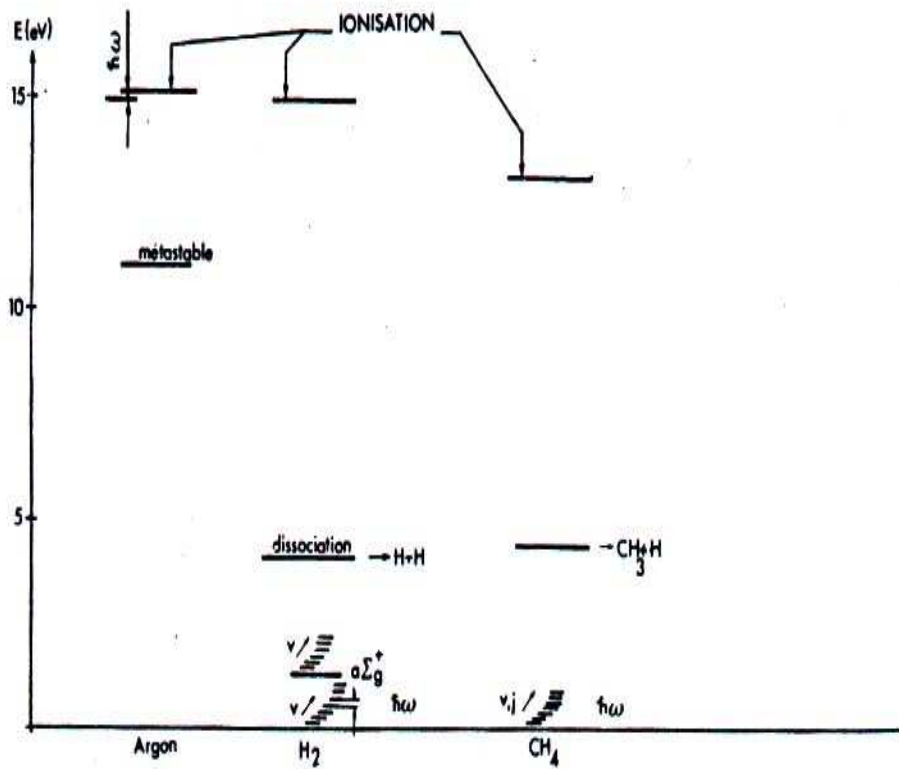
### **III-3) Interaction rayonnement laser-plasma [16], [17], [18]**

#### **III-3.1) Absorption de l'énergie par le plasma**

Le plasma ainsi formé est un gaz partiellement ionisé constitué d'ions, d'électrons libre d'espèce du gaz couverture dans des états excités d'atomes métalliques évaporés de cible traitée. ce type de milieu comporte donc un très grand nombre de degrés de liberté des constituant susceptibles d'être présents dans ce plasma.



figure(III.4): Description stationnaire du plasma



figure(III.5): Degrés de liberté dans un plasma métallique, permettant l'absorption des photons du champ laser

Pour établir le bilan d'énergie on est amené à écrire l'équation de Boltzmann.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \left( f_i \frac{d\vec{r}}{dt} \right) + \vec{\nabla}_v \left( f_i \frac{d\vec{v}}{dt} \right) = c(f_i, j) \quad (\text{III.6})$$

$j = 1, N$

$f_i$ : représente la fonction de distribution des vitesses de l'espèce  $i$ .

$c(f_i, j)$ : un terme de collision des éléments  $i$  avec tous les autres éléments du milieu.

Le bilan d'énergie s'obtient alors en transformant l'équation (III.3) en équation de transport:

$$\frac{\partial n_i E_i^t}{\partial t} + \vec{\nabla}_r (n_i E_i^t \vec{v}) - n_i \frac{\partial E_i^t}{\partial t} + \vec{v} \vec{\nabla}_v E_i^t + \frac{d\vec{v}}{dt} \vec{\nabla}_v E_i^t = E_i^t \frac{\partial f_i}{\partial t} d^3 v \quad (\text{III.7})$$

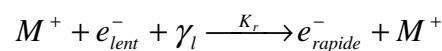
$E_i^t$ : l'énergie de translation moyenne de l'espèce  $i$  et  $n_i$  sa densité.

Résoudre cette équation consiste à expliciter deuxième membre en prenant en compte tous les processus susceptibles de réaliser des transferts d'énergie (interne ou avec le milieu extérieur)

A titre d'exemple on peut considérer les photons du champs laser.

### III-3.2) Absorption des photons par les électron libres

Un électron dans le champs d'un ion sera accéléré par absorption d'un photon suivant le processus :



$\gamma_l$  : un photon laser d'énergie  $h\nu$

$K_r$ : représente le coefficient de réaction et permet de remonter à la fréquence de ce type de processus.

Il est dans le cas présent relié à la densité électronique du plasma par:

$$K_r \alpha \frac{n_e^2}{n_c^2} \left( 1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{-1/2} \quad (\text{III.8})$$

$n_e$ : la densité électronique pour laquelle le faisceau laser est totalement réfléchi par le plasma

$$n_e = 10^{21} \lambda_l^{-2} (\text{cm}^{-3}) \quad (\text{III.9})$$

partir d'une équation simple du transfert du rayonnement, on obtient

$$\partial \phi_l(\tau) = \partial \phi_l^0 \exp(-K_r \chi) \quad (\text{III.10})$$

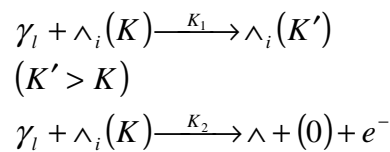
$\chi$  : l'épaisseur traversée dans plasma

$\partial \phi_l$  : densité de flux d'énergie ( $\text{J.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ )

On constate que pour avoir une idée exacte du transfert de l'énergie au travers du plasma, il est nécessaire de connaître l'épaisseur du plasma, la répartition spatiale de la densité électronique  $n_e(z)$ .

### III-3.3) Absorption par les états excités des atomes

Si la température  $T_e$  des électrons libres est suffisamment élevée, les populations des états excités des différentes espèces présentes dans le milieu joueront le rôle important quant à l'absorption du rayonnement laser. On pourra retenir les réactions:



La première réaction est une photo excitation, la deuxième une photo ionisation. Ces deux réactions font intervenir des états de haute énergie et ce d'autant que la longueur d'onde laser est grande.

Connaissant les coefficients de réaction  $K_1$  et  $K_2$ , il est possible de définir les bilans détaillés des processus dans le volume du plasma.

$$n(\gamma_i) = \frac{1}{n(\wedge_i(K))} \left( \frac{n(\wedge_i(K'))}{K_1} + \frac{n(\wedge_i^+) n_e}{K_2} \right) \quad (\text{III.11})$$

$n(\gamma_i)$ : représente le nombre de photons absorbés dans ces processus.

$n(\wedge_i(K))$ : la population d'états  $K$  de l'espèce  $\wedge_i$ .

$n(\wedge_i^+)$ : la densité d'ion .

$n_e$ : la densité électronique dans le volume du plasma.

### III-3.4) Quelque modèle de calcul le coefficient d'absorption

L'absorption du faisceau laser par un plasma de faible densité électronique ( $\approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) est négligeable pour le processus de soudage. Mais les radiations du laser peuvent chauffer ces électrons par B. I et a une intensité laser de l'ordre de  $10^6 \text{ w/cm}^2$  un processus d'ionisation par avalanche apparaît accompagné d'une forte absorption laser.

L'absorption est plus élevée avec une puissance laser plus élevée, elle passe de (58%-75%) pour une puissance laser de 2.5kw à (75%-86%) pour une puissance laser de 5kw, de même on trouve une absorptivité de 60% à 1440w, de 72.9% à 2990w et 82.7% à 4560w. Alors qu'on fonction de la vitesse d'écoulement du gaz alimentant le plasma, l'absorption diminue quand la vitesse du gaz augmente.

1. Le coefficient d'absorption peut être dérivé à partir de la théorie classique des quanta.

J.Mazunder [19] donne l'expression du coefficient d'absorption effective par B. I:

$$\beta(m^{-1}) = \frac{4}{3} \cdot \frac{2\pi e^6 z}{(6\pi K_b m_e^3)^{1/2} hc^4} \cdot \frac{n_e^2 \lambda^3}{T_e^{1/2}} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{K_b T}\right) \right) \left( g_{ff} + \frac{h\nu}{K_b T} \right) \quad (\text{III.12})$$

$n_e$ : densité d'électron .

$\nu$ : fréquence laser.

$z$ : charge effective de l'ion.

$g_{ff}$ : facteur libre- libre de Gaunt.

$\frac{h\nu}{K_b T}$  : terme qui prend en compte la photo ionisation.

Cette équation est utilisé pour calculer la puissance absorbée du faisceau laser.

2. D.Rosen [20] cite deux mécanismes dominant l'absorption dans la vapeur d'Aluminium (visible et UV). Il donne le coefficient d'absorption par B. I pour le cas de la vapeur d'Aluminium.

$$\beta = 1.37 \cdot 10^{-35} \lambda^3 T_e^{-1/2} n_e \left( n_e + \frac{n_{Al}}{200} \right) \quad (\text{III.13})$$

$n_{Al}$ : densité des atomes (Al) neutres (cm).

Cette équation inclut le processus de B. Ides ions et neutres, le second mécanisme est la photo ionisation d'un état excité.

3. E. Beyeretal [21] indique que pour des paramètres spéciaux de travail, le mécanisme d'absorption à l'intérieur du plasma peut être approximativement décrit par le modèle de Drude et l'absorption de Fresnel (une faible évaporation ).

Pour connaître l'absorption du faisceau laser  $CO_2$  par la vapeur du plasma, la densité des électrons libres  $n_e$  et leur fréquence de collision élastique  $\nu_c$  doivent être connues. Le coefficient d'absorption  $\beta$  peut être approximé par.

$$\beta = \frac{1}{e} \left( \frac{\nu_c \omega_p^2}{\nu^2 + \nu_c^2} \right) \quad (\text{III.14})$$

$\omega_p$  : fréquence de plasma.

$\nu$  : fréquence laser .

$c$  : vitesse de la lumière donnée le vide.

4. J. Moreno [22] postule que pour des radiation laser modérées et des longueur d'onde courtes, soit pour  $I\lambda \leq 10^4 (w/cm^2)$  le processus dominant dans l'absorption de la lumière laser et aussi le B. I.

Pour un gaz partiellement ionisé, on trouve l'absorption (lié- libre ), ainsi que l'absorption total peut être estime par la formule de Kramers- Unsöld pour un gaz comme l'hydrogène[23].

$$\beta = \frac{Nz^2 e^6 K_b T}{6\sqrt{3} h^4 \epsilon_0^3 c v^3} \exp\left(\frac{hv - E_i}{K_b T}\right) \quad (\text{III.15})$$

$N$  : densité des particules ( $m^{-3}$ )

$z$  : nombre de charge de l'ion .

Le coefficient d'absorption varie avec  $\lambda^3$  ( $\lambda$  : la longueur d'onde ).

## III-4) Son plasma

### III-4.1) Introduction générale sur le son

Pour qu'il y ait phénomène acoustique il faut qu'il y ai production d'une onde. Il faut donc un émetteur et un récepteur. Une onde acoustique ou sonore se déplace dans un milieu matériel. Elle est caractérisée par la perturbation du milieu élastique dans lequel elle se déplace. L'absence de ce milieu (vide) empêche la propagation.

La perturbation se déplace dans le milieu selon une onde longitudinale si le milieu est liquide ou gazeux; et des ondes longitudinales, transversales et mêmes superficielles si le milieu est solide.

Dans un gaz ou liquide, cela se traduit par une variation  $\Delta p$  de la pression locale.

#### a)-Fonction d'onde

Il convient de définir la fonction d'onde sonore qui dépend du temps et du lieu par :

$$A(t, x)$$

Dans le cas le plus simple, elle s'écrit sous la forme d'une onde sinusoïdale

$$A(t,x) = A_0 \sin(\omega t + \lambda x) \quad (\text{III.16})$$

$\omega$  est la pulsation de l'onde associée à la fréquence et à la longueur d'onde.

$$\omega = 2\pi f$$

$\omega$  s'exprime en radian par seconde (rd/s)

$\lambda$  est la longueur d'onde

Elle varie en fonction du milieu de propagation en raison de la vitesse ou célérité de propagation de l'onde. Elle varie dans l'air de 2 cm à plusieurs dizaines de mètres.

Dans le cas d'un gaz cette célérité s'exprime par  $c = \sqrt{\gamma/p_0\rho_0}$

$p_0$  est la pression statique,  $\rho_0$  la masse volumique du gaz,  $\gamma$  le rapport des chaleurs massiques,  $C_p/C_v$ .

Dans le cas des liquides, la célérité s'exprime par  $c = \sqrt{V/K\rho_0}$

$K$  est le coefficient de compressibilité

## b)- fréquence

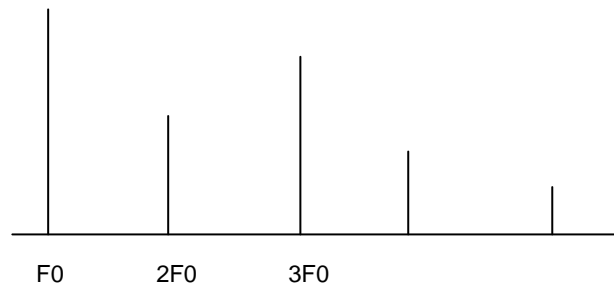
La fréquence  $f$  (unité: le hertz , Hz ) et la période  $T$  (unité: la seconde, s).

Les sons audibles s'échelonnent de 20 Hz à 20 000 Hz (notion intuitive). En deçà, existent les infrasons et au delà, les ultrasons. Les ultrasons s'étendent jusqu'à plusieurs milliers de mégahertz.

Un son simple se décrit sous forme d'une onde sinusoïdale. Un son complexe est décomposable sous la forme d'une addition de fonctions sinusoïdales (décomposition de Fourier). Si  $F_0$  est la fréquence du "fondamental", elle est accompagnée de fréquences harmoniques qui sont ses multiples par valeurs entières.

$$F_2=2F_0, \quad F_n=nF_0.$$

L'ensemble des fréquences associées à leur amplitude donne lieu à un spectre de fréquences aussi appelé par certains spectre de Fourier.



Certains sons ne peuvent être associés à un spectre de fréquences fixe dans le temps. Il s'agit alors de bruits. On peut générer ces bruits sous forme de fonction aléatoire reproduisant alors un signal non périodique mais variable dans le temps et complexe.  
Exemple du bruit "blanc" :  $A(t) = \text{rand}(2,t) - 1$  "rand" est une fonction donnant un nombre compris entre 1 et 2 de façon aléatoire pour chaque valeur de t.

### c)- L'intensité

L'intensité acoustique est associée à la puissance acoustique. Elle correspond à l'énergie sonore captée par unité de temps et par unité de surface. L'intensité (ou la puissance acoustique) s'exprime en  $\text{W/m}^2$ .

Cette intensité est donnée en un point par :

$$I = 2\pi^2 \rho A^2 f^2 c$$

A : amplitude au point considéré  
 $\rho$  : la masse volumique du milieu  
 c : la vitesse de propagation

Elle s'exprime également par :

$$I = \Delta p_{\text{eff}}^2 / \rho_0 c$$

$\Delta p_{\text{eff}}$  : est la valeur efficace de la pression acoustique.

A noter que l'intensité acoustique est proportionnelle à la puissance. Un son se dégrade lors de sa propagation. Cette dégradation est fonction du milieu et de la fréquence. A ces grandeurs mesurables et objectives il convient d'ajouter des grandeurs plus subjectives qui sont la hauteur et le timbre d'un son.

### d)- La hauteur d'un son

Elle dépend uniquement de la fréquence. Il s'agit de la "sensation" de fréquences. Plus un son est aigu plus sa fréquence est élevée. Elle s'exprime le plus souvent sous forme d'un rapport  $F_1/F_2$

Le rapport de ces deux fréquences définit également une intervalle. En musique, ces intervalles sont exprimés sous des formes diverses. Ainsi,  $F_1/F_2 = 2$  correspond à un octave et définit une échelle logarithmique à base de 2:  $\log_2(F_1/F_2) = 1$ .

### e)- Le timbre d'un son

Il correspond à la forme de l'onde sonore et dépend du spectre de fréquences. Pour une même hauteur, deux émetteur peuvent produire des sons de timbres différents. Il s'agit d'étudier donc sa composition spectrale et sa variation dans le temps. L'attaque d'un son (attaque d'une note) modifie énormément le timbre d'un son.



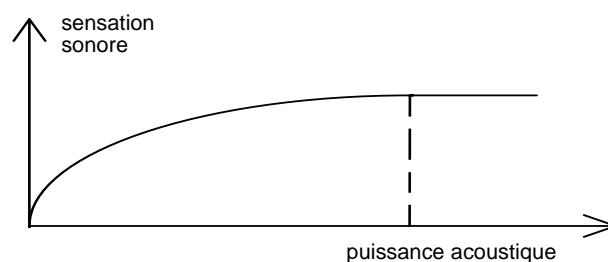
figure(III.6):Forme simplifiée de l'enveloppe d'un son

### f)- L'intensité sonore physiologique

L'intensité sonore varie dans d'énormes proportions (de 1 à  $10^7$ ), d'où la nécessité d'utiliser une échelle logarithmique. ( loi de Weber-Fechner ou pseudo loi; la sensation croît comme le logarithme de l'excitation. )

$$N = 20 \text{ Log } (\Delta p_1 / \Delta p_0) \quad \text{ou} \quad L = 10 \text{ Log } (I_1 / I_0)$$

La correspondance entre ces deux intensités se traduit par une courbe.



Le nombre N (ou L) est exprimé en décibel (dB). La valeur de  $\Delta p_0$  est  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa. Il s'agit de la valeur minimum de pression acoustique perceptible par l'oreille. Lui correspond  $I_0 = 10^{-12}$  W/m<sup>2</sup>.

Mais les sensations varient avec la fréquence ou la hauteur du signal.

### III-4.2) Emission acoustique du plasma [2]

La formation des ondes photoacoustiques peut être le résultat de plusieurs mécanismes, tels l'expansion thermique, le changement de phase, la rupture dans un gaz, ou la formation d'un plasma...

Si dans le cas de l'expansion thermique le rendement (énergie acoustique générée/énergie laser absorbée) est de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-8}$ , ce qui reste techniquement détectable, ce rendement peut atteindre 30% dans le cas de formation de plasma.

Dans le cas des impulsions laser courtes dissipés dans un fluide, Andrew.C.Tam donne la formule de la pression crête  $P_c(r)$  observée à une distance  $r$  d'une source cylindrique (laser) de faible dimension ( $R < V_s \cdot \vartheta_l$ ):

$$P_f(r) = \frac{\eta E \alpha V_s^2}{2 \Pi C_p (V_s \vartheta_l)^{3/2} r^{1/2}}$$

avec:

R: rayon de source

$\eta$ : coefficient d'expansion

E: énergie de l'impulsion laser

$\alpha$ : longueur d'absorption

$C_p$ : chaleur spécifique à pression constante

$\vartheta_l$ : largeur de l'impulsion laser

$V_s$ : vitesse du son dans le milieu

Dans le cas d'un diamètre laser étendu ( $R > V_s \vartheta_p$ ), la pression  $P_E(r)$  observée à une distance  $r$  du centre de la source est donnée par:

$$P_E(r) = \frac{\eta E \alpha V_s^2}{\Pi C_p R^{3/2} r^{1/2}}$$

Les deux équations montrent que la pression détectée, dépend linéairement de l'énergie  $E$  du laser.

L'étude des émissions acoustique d'un plasma à décharge (dans un tube), montre que les fréquences de ces émissions sont sensibles à la variation de la pression dans le plasma.

La création d'onde photoacoustique par une source laser  $CO_2$  dans une plaque d'Aluminium à été réalisée par M.R.Wang et H.C.Meng. L'étude à montré que l'onde longitudinale, ainsi que l'onde de cisaillement, créées dans le matériau évoluent linéairement en amplitude, en fonction de l'énergie laser, et cela avant l'apparition du plasma la variation de l'amplitude devient non linéaire. L'onde de surface reste non linéaire même en absence de plasma.

Dans le cas de présence de plasma, l'onde acoustique n'est pas générée seulement par un processus thermoélastique mais aussi par un processus de transfert de quantité de mouvement.

Une autre méthode, consiste à étudier les ondes acoustique créés derrière le miroir escamotable ( qui oriente le faisceau vers la cible) par les réflexions laser  $CO_2$  pendant le soudage. Le réflecteur dans ce cas, est le plasma de soudage; et sa réflectivité dépend de sa densité. La qualité de la soudure est liée à la densité du plasma, qui a une influence sur les ondes acoustiques relevées derrière le miroir.

L'étude montre que pour des condition maximales de stabilité, le signal acoustique recueilli derrière le miroir devient minimal à cause des faibles fluctuations du plasma. Cette position minimale correspond exactement à la pénétration maximale de la soudure.

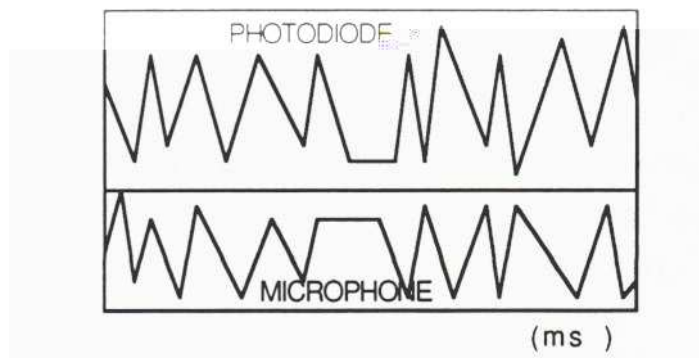
Enfin l'utilisation directe d'un détecteur, pointé vers la tache focale pendant le soudage laser CO<sub>2</sub> (1.5 KW) montre, que la pénétration peut être évaluée à partir du son de la soudure. le paramètre utilisé et la pression du niveau de son ( PNS), qui est évalué par:

$$PNS(db) = 20 \log_{10} \left( \frac{P}{P_0} \right)$$

P: pression du son

P<sub>0</sub>:valeur standard d'une pression effective du son de 0.0002 μbar.

C.Hoffmann à enregistré le son du plasma en utilisant un microphone, en même temps que la photodiode qui enregistre l'émission du rayonnement (430-470 nm) du plasma en fonction du temps. Les enregistrements montrent que chaque pic du signal de la photodiode, correspond un creux du signal du microphone figure(III.7 ).



Figure(III.7 ): Enregistrement (photodiode, microphone) d'un plasma de soudage

Les fluctuations du plasma reflètent des changements dans le débit de masse de la vapeur, et l'émission du son est une conséquence du changement de pression à l'intérieur du keyhole. Dans le cas d'un flux de matière inférieur à un certain flux critique, la pression de sortie du keyhole (on note qu'elle est différente de la pression à l'intérieur du keyhole) reste égale à la pression extérieure (atmosphérique), dans ce cas on ne trouve pas des variations de pression dans l'atmosphère extérieure. Aussi, une variation importante de la pression du son, ne se réalise que si le débit de masse change rapidement.



## IV-1) Introduction

Le plasma de soudage laser ( ou plume ) est un mélange de vapeur métallique de la pièce soudée et du gaz de protection de la soudure ce mélange est constitué des espèces du métal soudé (qui est dans notre cas l'acier inoxydable 304L (18-8)) et des espèces du gaz de protection, notre matériel (OMA) nous a permis d'obtenir le spectre des raies sur une bande de 400 Å.

Puisque nous avons un plasma intense, toutes les raies de ce plasma sont dûes aux transitions des électrons entre les niveaux des atomes. La figure(IV.2) donne le spectre du plasma entre 4130 Å, et 4550 Å.

L'observation des variations temporelles de ce plasma peut se faire localement et sur une seul raie; dans ce cas pour l'isolation de la raie désirée on utilise un monochromateur, et comme une seul raie est d'une très faible intensité un photomultiplicateur comme détecteur suivis d'un amplificateur opérationnel pour que le signal peut être enregistré par l'oscilloscope numérique; ou bien l'observation se fait sur la totalité du plasma, et dans ce cas on obtient la variation en fonction du temps de tout le plasma, pour cela on utilise une photodiode sans monochromateur.

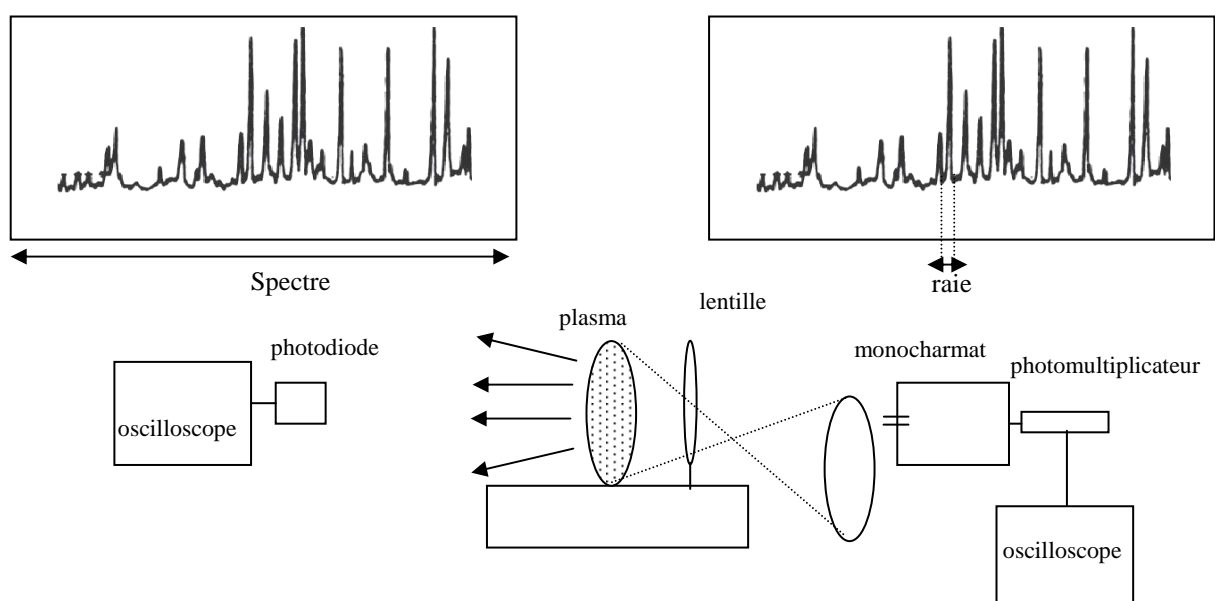


Figure (IV.1) : schéma d'ensemble de la manipulation



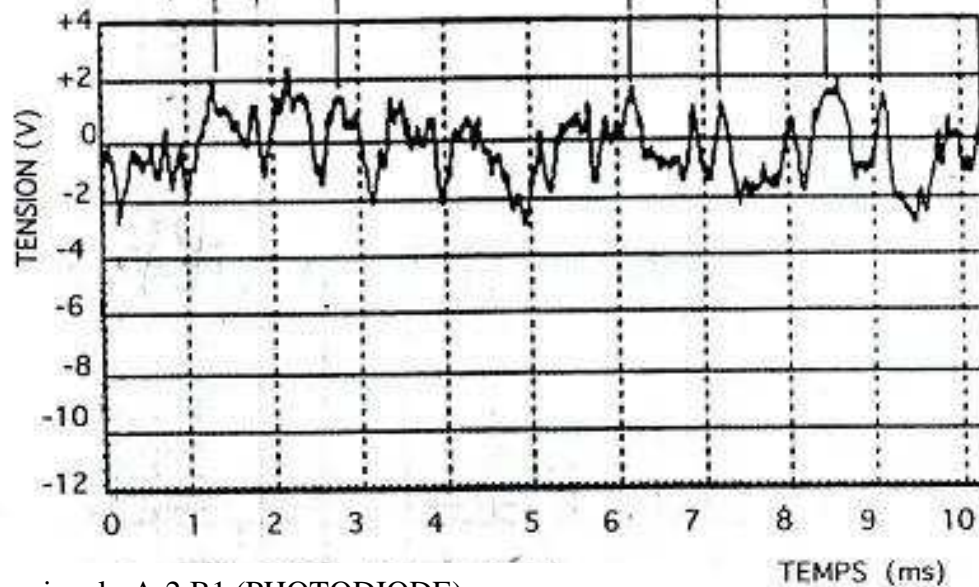
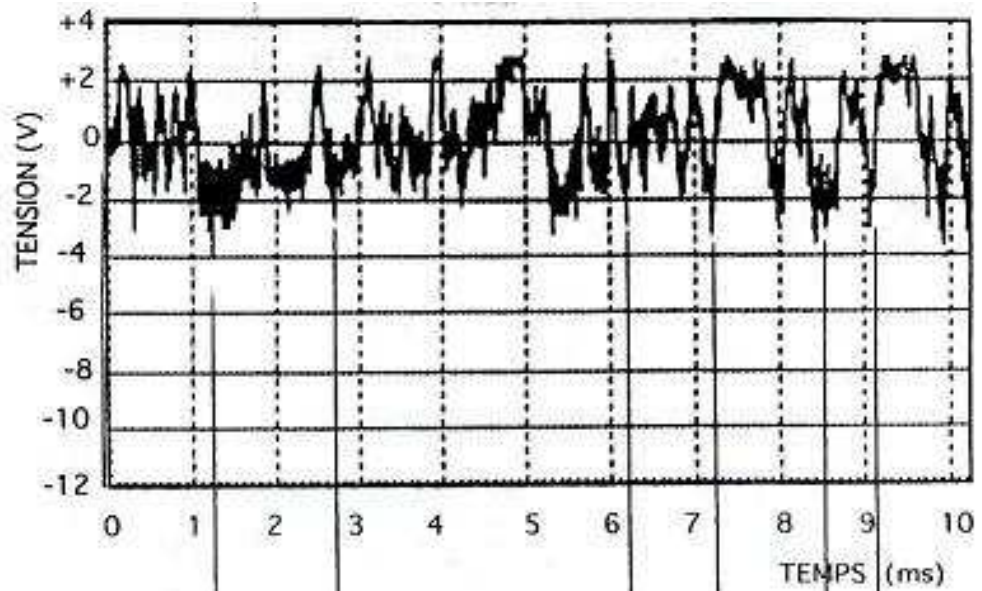
## **IV-2) Etude des caractéristiques expérimentale de l'émission**

Dans l'étude expérimentale faite par A. Taibi sur l'influence des paramètres de soudage par laser  $CO_2$  continu sur l'émission spectrale et temporelle du plasma de soudage, il utilise une photodiode de type qui enregistre le rayonnement sur tout le spectre visible, en parallèle avec un photomultiplicateur. Il fixe le photomultiplicateur sur une raie choisie en fonction des possibilités offertes pour isoler la raie (lampes étalons), de la position de la raie dans le spectre (pour éviter les chevauchement) et de l'intensité de la raie. Pour une raie métallique puis pour une raie d'Argon il trouve que les deux détecteurs donnent des courbes semblables, figure(IV.3)et figure(IV.4).

Les courbes présentant les mêmes variations dans la même intervalle de temps de l'ordre de  $10\text{ ms}$ . Ce la peut nous conduire à dire que toutes les émissions du plasma s'éteignent et s'allument à une même fréquence ( $\approx 1000\text{hz}$ ).

Comme l'a montrée l'enregistrement avec une caméra rapide, le plasma qui se forme au-dessus du matériau pendant le soudage laser présente une instabilité temporelle il s'éteint et s'allume par des étapes de volumes intermédiaire [24] et que les fréquences sont liées à l'énergie absorbée par le plasma (fluctuations du faisceau laser).

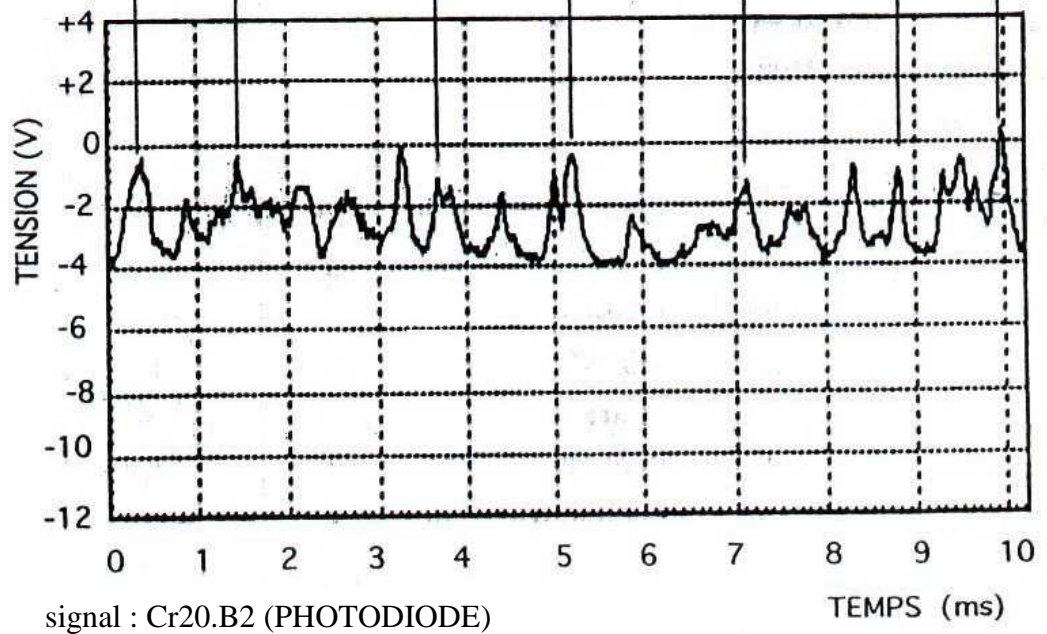
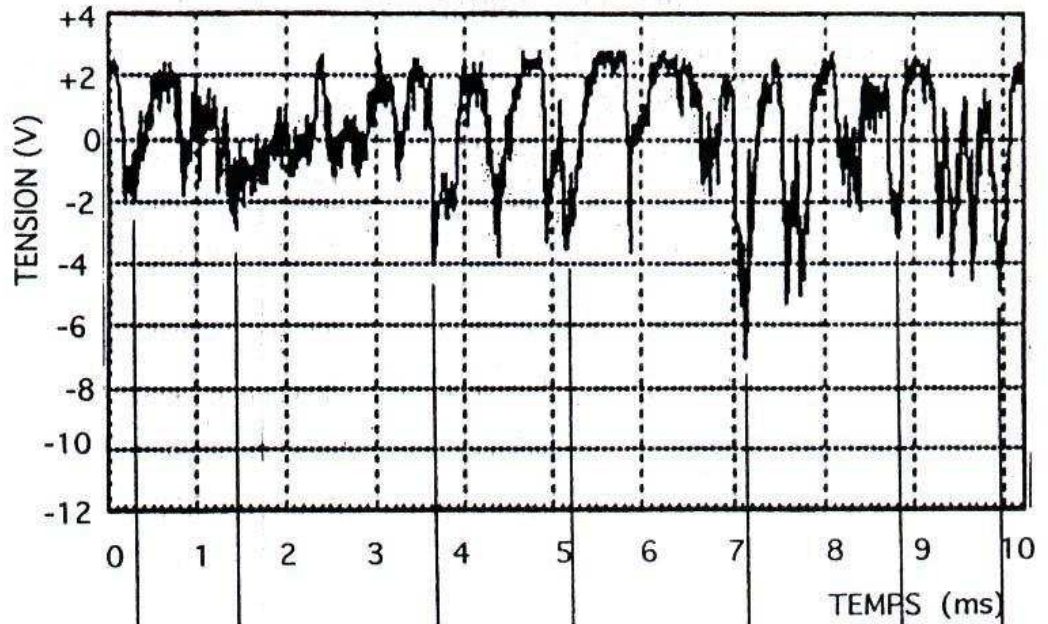
signal : Ar2.A1 ( PHOTOMULTIPLIATEUR-raie :ArII 4331,2 Å)  
3600W -304L



signal : Ar2.B1 (PHOTODIODE)

figure (IV.3) comparaison entre le signal de PM et celui de la photodiode , pris en même temps.

signal : Cr20.A2 ( PHOTOMULTIPLICATEUR-raie :CrI 4344,5 Å)  
3600W -304L



signal : Cr20.B2 (PHOTODIODE)

figure (IV.4) comparaison entre le signal de PM et celui de la photodiode, pris en même temps.

### IV-3) Etude des signaux obtenus

Le rayonnement émis par le plasma est dû aux transitions des électrons entre les niveaux d'énergie, ces transitions ont des durées de vie bien déterminées et comme il est montré dans le tableau (II.1)[11], la durée de vie de ces transitions est d'ordre de  $ns$  ( $10^{-9} s$ ) par contre les spectres des figure(IV.3) et figure(IV.4), donnent des signaux d'une fréquence de l'ordre du milliseconde ( $ms$ ). On en conclue que les spectres des figures ne représentent pas l'émission en fonction du temps entre deux niveaux d'énergie (transition entre deux niveaux d'énergie).

La dynamique du plasma de soudage, c'est-à-dire le mouvement de son enveloppe à été étudié par plusieurs auteurs [25],[26],[27],[28],[29],[30],[31],[32],[33] et [34]. Le temps de développement, ou de l'expansion du plasma est de l'ordre du microseconde ( $\mu s$ ); avec une vitesse de l'ordre de  $10^4$  à  $5.10^4 cm/s$ , cette vitesse est très convenable pour nos signaux, qui ont un temps qui est l'ordre du milliseconde ( $ms$ ). C'est-à-dire une fréquence entre 1000 et 5000 Hz .

B.C.Castle dans son travail [35] sur le plasma créé par laser pulsé sur une cible en plomb, il montre que les émissions des atomes de plomb sont différentes d'une raie à l'autre, figure(IV.6), il enregistre le spectre de raies comportant les raies PbI 357 nm, PbI 364 nm, PbI 367 nm et PbI374 nm à des temps différents, soit  $0.82\mu s$ ,  $1.82\mu s$ ,  $2.82\mu s$  et  $3.82\mu s$ . En suite pour un temps fixe, il enregistre la forme des quatre raies de plomb, figure(IV.7). Ces courbes montrent bien que dans le plasma les émissions atomiques sont différentes dans leur intensité, leur formes, ainsi que leurs dynamiques .

L'étude de Lin Li [36] sur la comparaison des caractéristiques d'émission des ultrasons pendant le traitement des matériaux avec un faisceau laser a été consacré a l'émission acoustique de plasma de soudage. Dans cette étude cinq (05) détecteurs acoustiques sont positionnés à des points différents de la cible et le signal recueilli est étudié en fonction du matériau et du plasma formé sur le matériau. Cette étude montre que le signal acoustique peut être enregistré en n'importe quel point de la soudure sur une distance qui peut atteindre quelques mètres et que ces fréquences sont de l'ordre de quelques kilo de Hz avec une forme aléatoire qui ressemble beaucoup à nos signaux, figure(IV.8), tout cela nous permet de

confirmer que les signaux enregistrés par la photodiode et le photomultiplicateur sont des signaux de l'émission acoustique de notre plasma de soudage .

Donc l'enregistrement obtenu ne présente pas le rayonnement du plasma, mais l'émission acoustique du plasma. Le schéma ci-dessous donne une explication schématique des émissions du plasma .

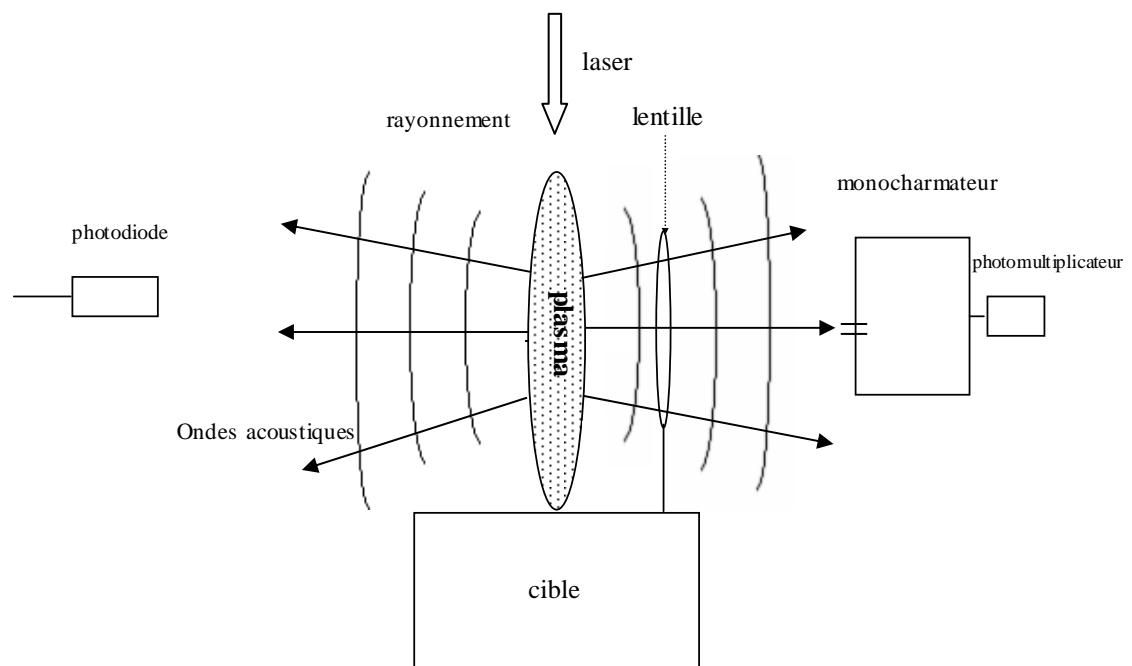


Figure (IV.5) : Représentation des émissions du plasma

L'émission acoustique se fait dans tout l'espace qui entoure le plasma, donc elle peut être captée par les détecteurs c'est à dire la photodiode et le photomultiplicateur, alors que le rayonnement nécessite un positionnement très localisé du photomultiplicateur pour éviter la saturation d'une part et avoir la certitude que le rayonnement enregistré est celui concerné, c'est pour cela qu'on utilise un système optique très soigné. On en conclue que certainement le signal optique était très faible par rapport au signal acoustique, ce qui le rend non observable, ou que la fréquence de détection de l'oscilloscope numérique n'a pas pu atteindre la fréquence optique émise des atomes du plasma.

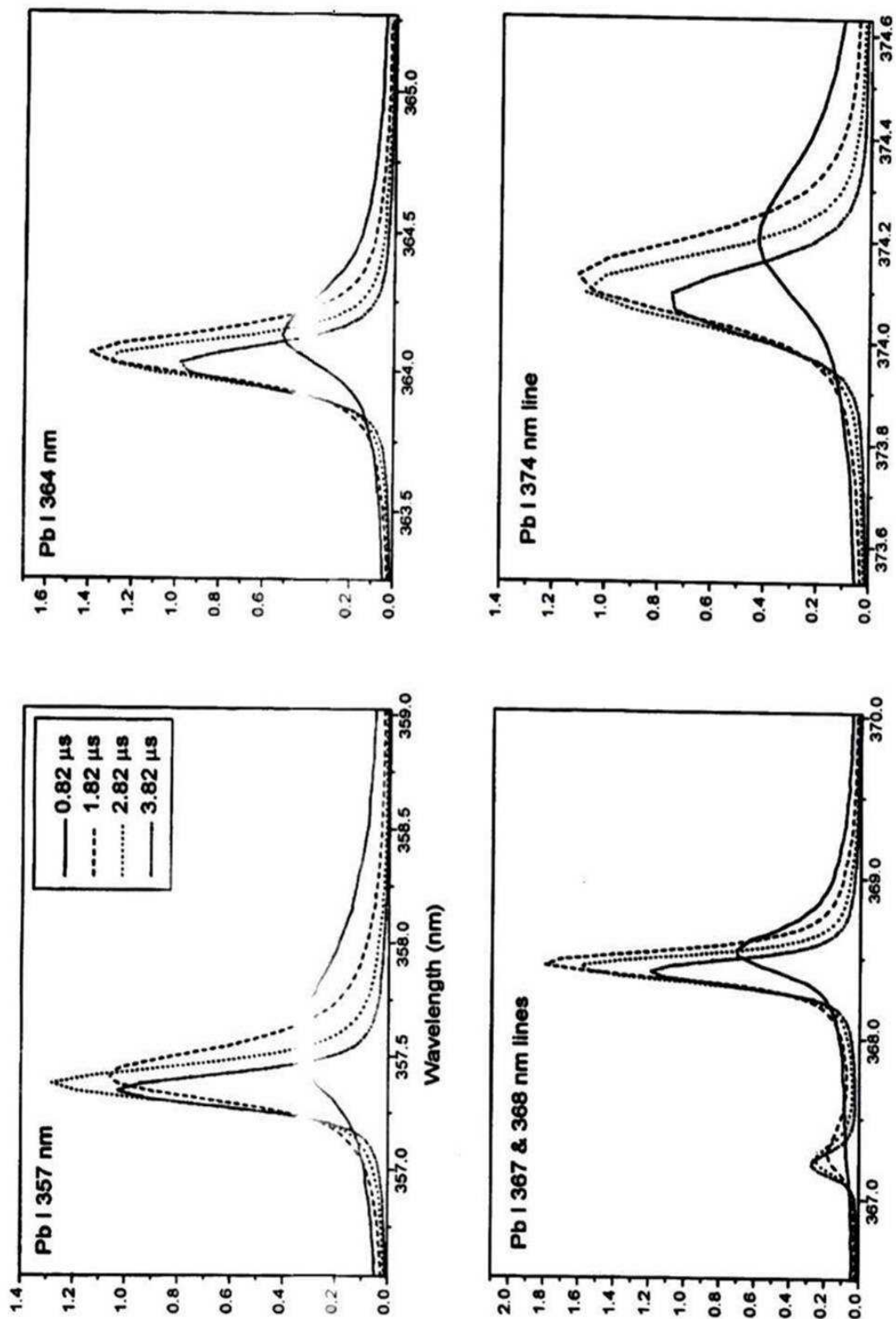


Figure (IV.6) : Evolution des raies du plomb PbI 357 nm, PbI 364 nm, PbI 367 nm, PbI 374 nm, en fonction du temps

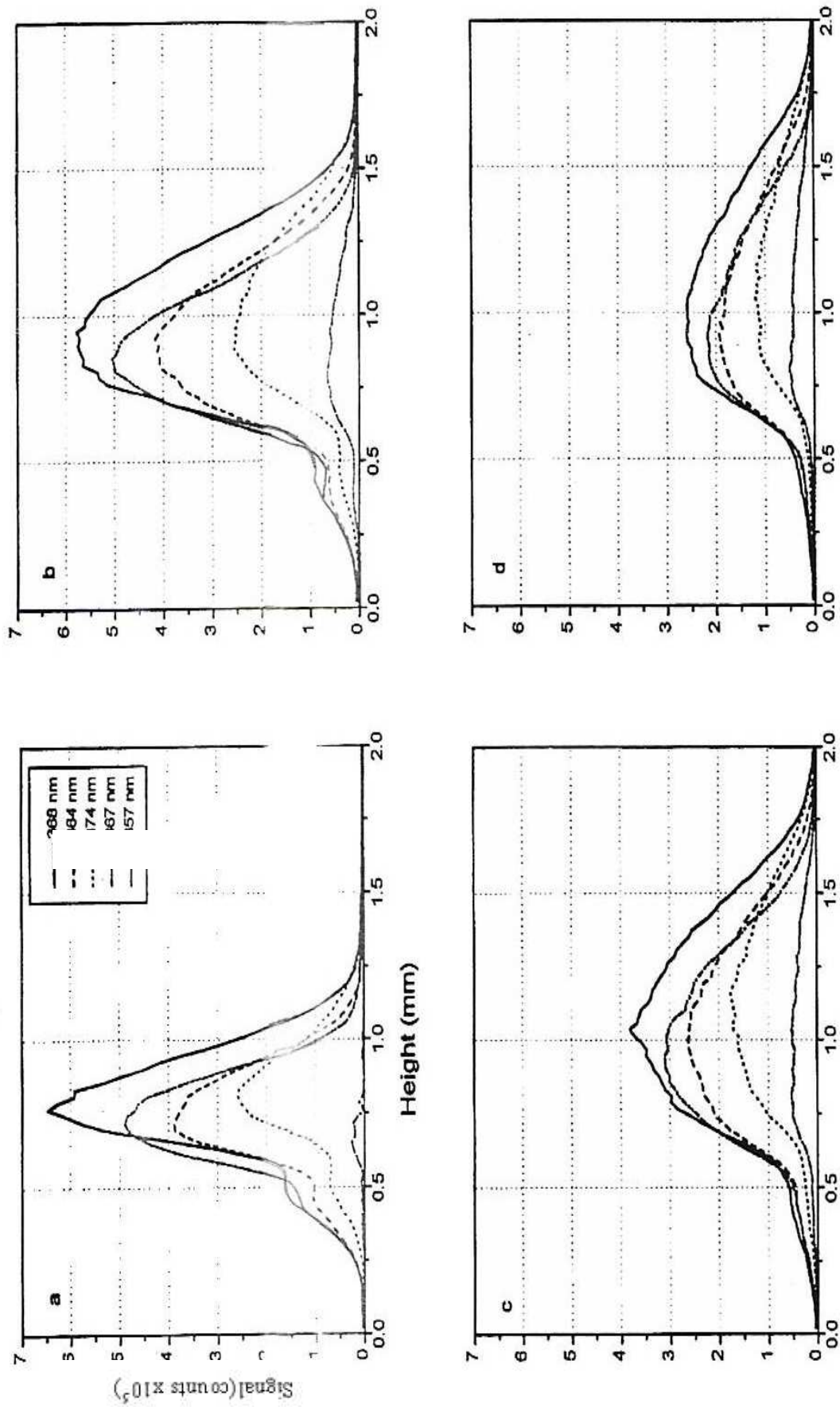
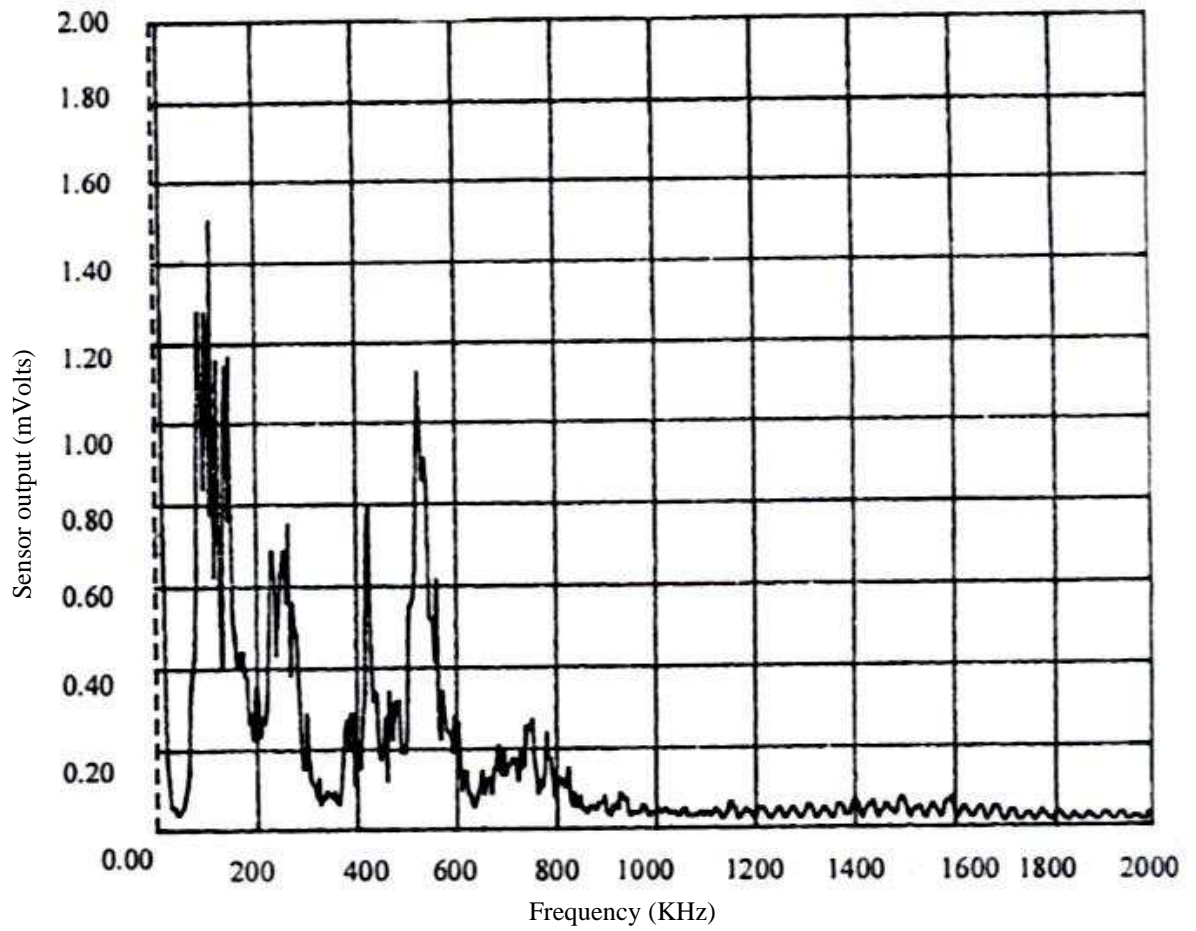


Figure (IV.7) : Comparaisons des évolutions des raies de Plomb à plusieurs temps différents 0.82  $\mu$ s, 1.82  $\mu$ s, 2.82  $\mu$ s, 3.82  $\mu$ s



Figure( IV.8) :Spectre de réponse en fréquence d'un détecteur acoustique placé devant le plasma de soudage .

L'enregistrement du son plasma avec un microphone directionnel donne des fluctuations des signaux dans une fréquence de l'ordre de  $0.3\text{ ms}$ , figure(IV.9) [24].

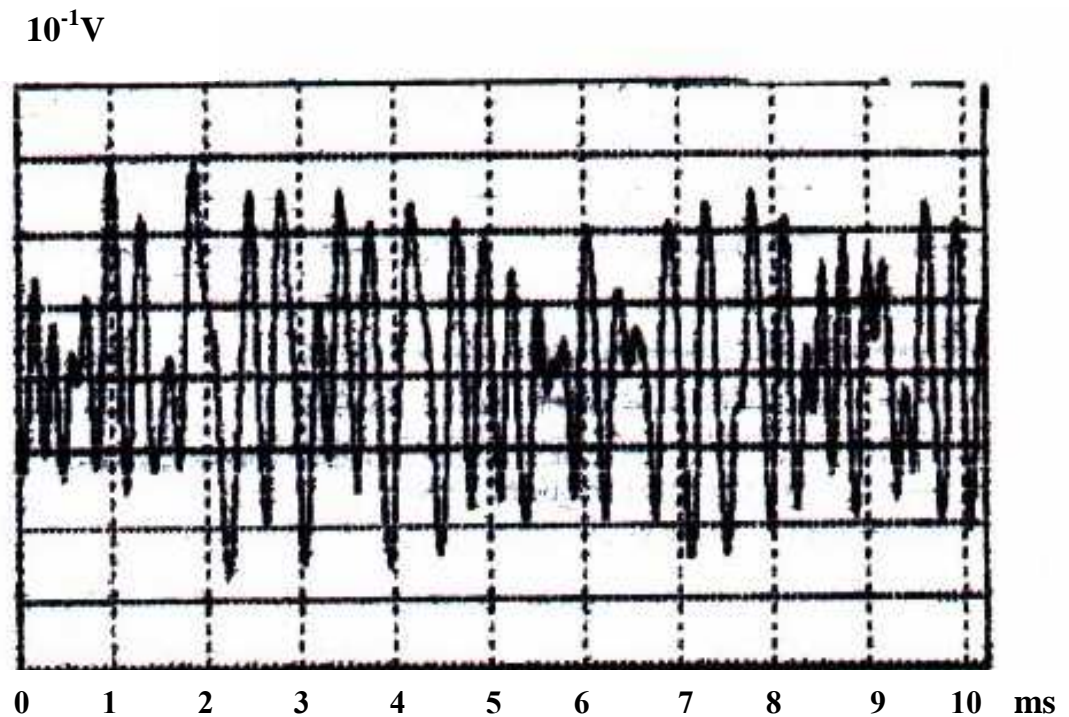


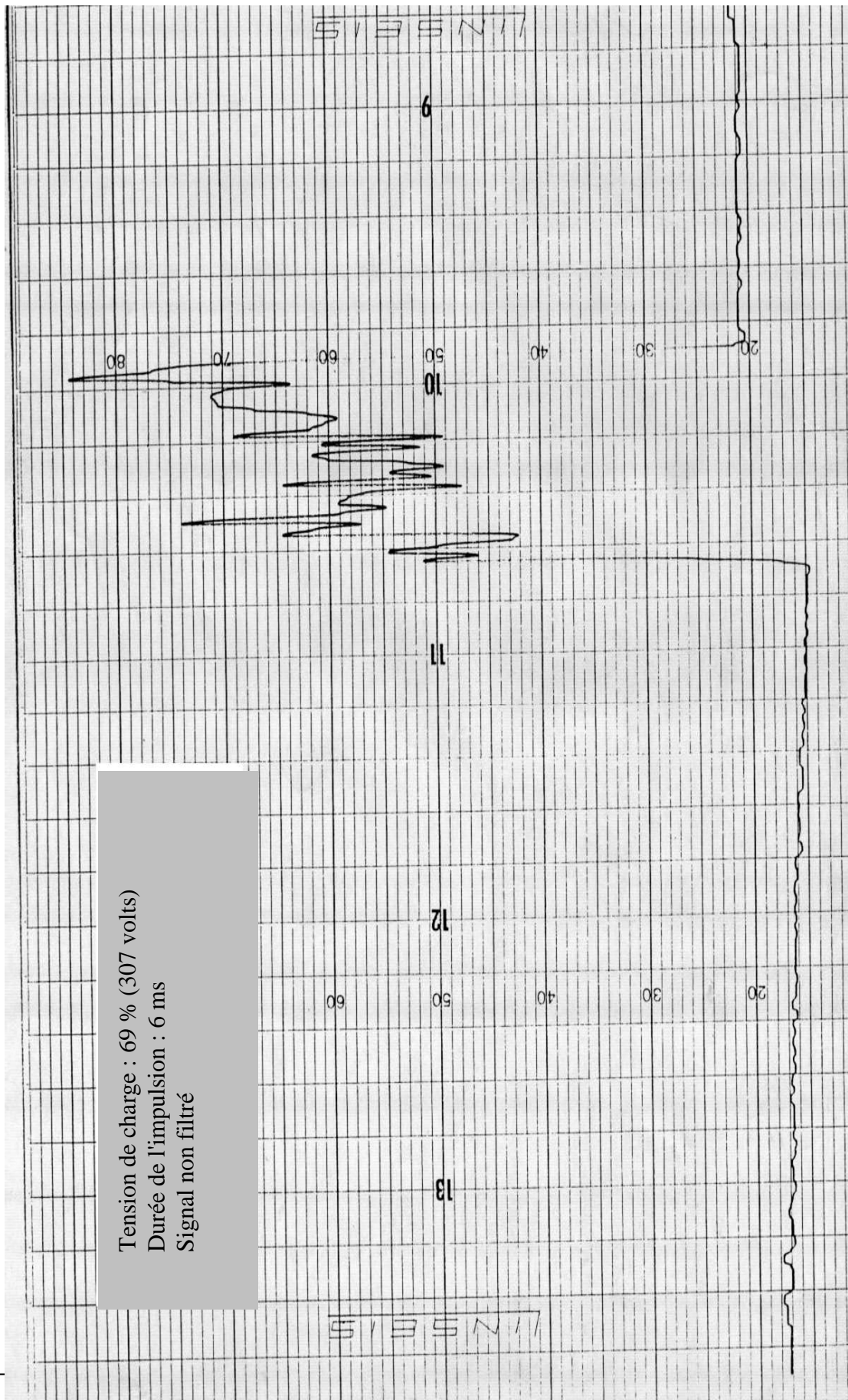
figure ( IV.9 ) enregistrement de son plasma

Si on compare ce spectre acoustique, figure(IV.9), avec le spectre de photodiode on trouve que les deux courbes représente des variations semblables en forme et en fréquences et la seule différence est dans l'intensité.

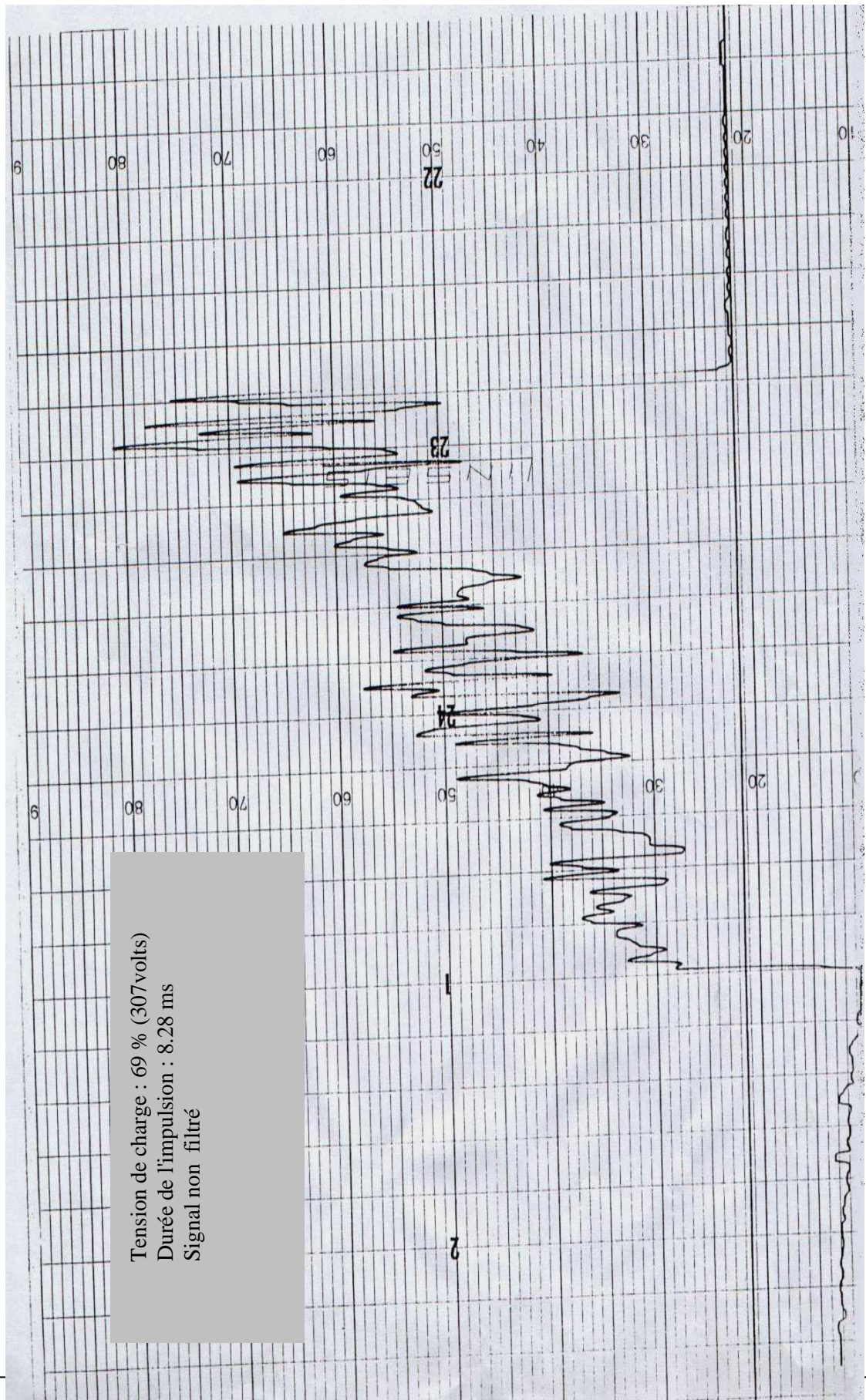
#### **IV-4) Proposition d'un modèle**

L'objectif de cette partie est de présenter un modèle pour les émissions acoustique du plasma qui est le résultat des mouvements de translation des couches de vapeurs métalliques qui quittent la surface de la cible métallique et aussi de leurs accélération.

La hauteur du plasma (ou sa longueur) n'est pas constante, mais elle varie pendant le soudage. Pour le soudage avec un laser  $CO_2$  continu, une puissance constante, les fluctuations de la hauteur du plasma sont dus principalement aux fluctuations de la puissance du laser figure(IV.10), figure(IV.11), les lasers continu ne délivrent pas une puissance constante mais variables à un certain pourcentage qui peut atteindre même les 20%.



Figure(IV.10) : Enregistrement des fluctuations du laser



Figure(IV.11) : Enregistrement des fluctuations du laser

Pour simplifier notre étude on propose un modèle unidimensionnel, on considère que le plasma (mélange de vapeur métallique et gaz de protection) à une forme cylindrique figure(IV.12), ce mélange de vapeur métallique et de gaz de protection vérifie la loi des gaz parfaits.

$$p s l = N r T \quad (\text{IV.1})$$

$p$ : pression

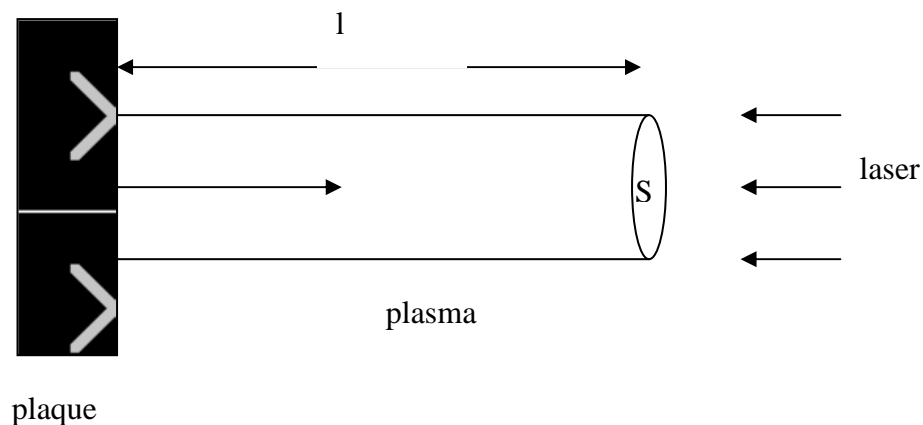
$r$ : constante de gaz parfaite

$T$ : température

$s$ : section de plasma

$l$ : longueur de plasma

La compression est l'extension de la longueur du cylindre (plasma) représente une variation de pression qui est enregistrée par un détecteur.

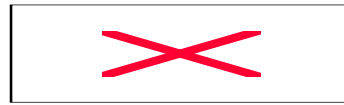


figure(IV.12): modèle unidimensionnel

## IV-5) Système des équations

### 1- Cas écoulement parfait ( sans frottements, ni pertes)

On considère que la distribution de la température est uniforme sur le volume de plasma. L'application de principe de conservation de l'énergie et l'équation de la dynamique donnent :



(IV.2)

$$M \left[ \frac{d^2(l)}{dt^2} \right] - ps_0 = 0 \quad (\text{IV.3})$$

avec:

$w(t)$ : l'énergie d'absorbée dans le temps  $t$  (l'énergie laser )

$M$  : masse totale de plasma (  $M=m_i n_0 l_0 s_0$  )

$N$ : nombre totale de particule (  $N=n_0 l_0 s_0$  )

$p$ : pression

$n_0$ : densité initiale de plasma (  $cm^{-3}$  )

$m_i$ : masse de particule  $i$

$l_0, s_0$ : longueur et section initiale de plasma

On remplace la valeur de P dans l'équation (IV.3)



(IV.4)

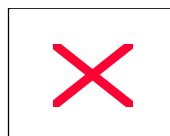
et donc (IV.2) et (IV.4) donnent :



(IV.5)

qui est l'équation différentielle à résoudre

avec les conditions aux limites :



(IV.6)

et la relation de la pression est donnée par :

$$p = \frac{M}{3ls_0} \left( \frac{2w(t)}{M} - \left( \frac{dl}{dt} \right)^2 \right) \quad (\text{IV.7})$$

L'équation (IV.5) est non linéaire, mais on peut trouver une solution analytique pour cette équation, dans le cas où l'énergie d'absorption est donnée par la formule  $w(t)=IPt$  ( $IP$ : la puissance laser est constante). L'expression de la solution analytique est donnée par D.L. Nguyen et K.J.Parbakar [36]. Pour des variations de longueur de plasma  $l(t)$  proche de  $l_0$ , longueur initiale.

$$l(t) = \left( \frac{l_0}{3^{3/2}} \right) \left[ \exp(\alpha_c t) + 2 \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha_c t\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \alpha_c t\right) \right]^{3/2} \quad (\text{IV.8})$$

avec :

$$\alpha_c = \left( \frac{4p}{9Ml_0^2} \right)^{1/3}$$

## 2-Cas général (avec frottements et pertes)

Le soudage s'accompagne toujours d'un courant de gaz inerte descendant vers la soudure pour la protéger, donc pendant l'écoulement des vapeurs de la soudure formant le gaz plasma vers le haut, il y a un gaz qui l'entoure et qui circule vers le bas. Dans ce cas, on peut prendre en considération les frottements entre le plasma et le gaz de protection qui l'entoure dans l'équation de la dynamique. Pour évaluer ces pertes de charge, et par raison de ressemblance géométrique, on utilise l'expression de perte de charge dans un conduit cylindrique de longueur  $l$  et de diamètre  $d$  qui est sous la forme :



(IV.9)

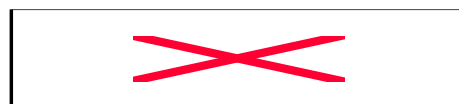
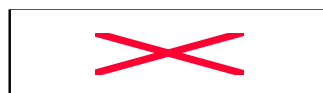
$fr$ : facteur de frottement

$l$ : longueur de la conduite

$\rho$ : masse volumique du fluide (plasma)

$V_m$ : vitesse moyenne

Dans ce cas l'équation de la dynamique devient :



(IV.10)

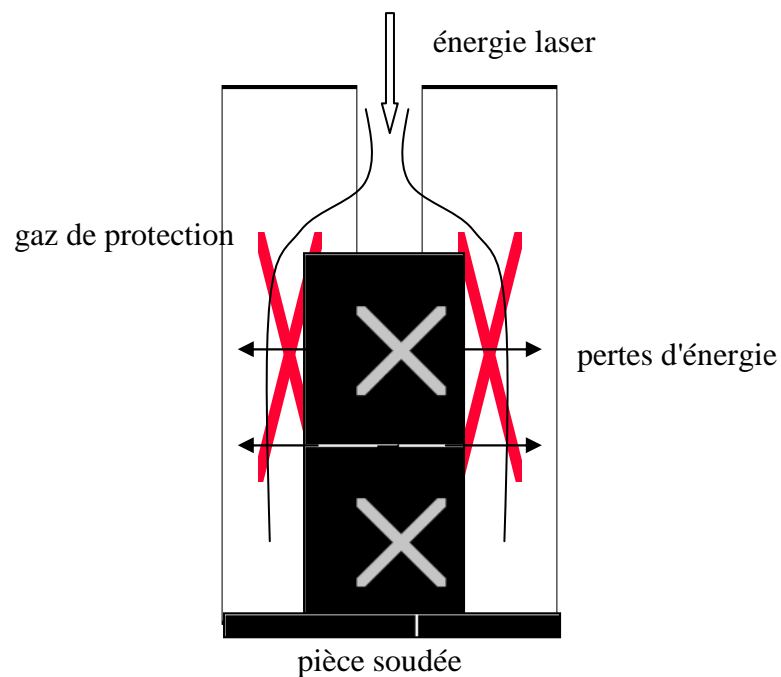
Pour les pertes d'énergie, donner une expression indépendante en fonction des paramètres du plasma, est une opération très compliquée, mais on peut représenter les pertes par un coefficient de perte  $K_p$  dans l'expression de l'énergie laser incidente, donc:

$$\boxed{\text{[Diagramme illustrant des pertes d'énergie, représenté par une croix rouge]} \quad (IV.11)$$

En combinant entre les deux équations précédente, on obtient l'équation différentielle générale:

$$\boxed{\text{[Diagramme illustrant une équation différentielle générale, représenté par une croix rouge]} \quad (IV.12)$$

Cette équation différentielle générale, on la ressource avec la même méthode qu'avec l'équation (IV.5).

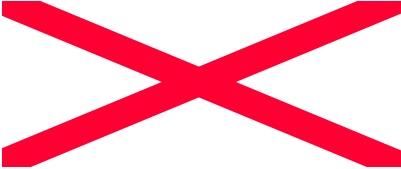


figure(IV.13): Représentation des frottements et des pertes

## IV-6) Solution numérique


On change l'expression de l'énergie laser absorbée par le plasma, et on suit l'évolution de l'extension du plasma en fonction de la puissance du faisceau laser ( $IP \neq \text{constante}$ ). Pour résoudre les équations non linéaires (IV.5), on utilise une méthode numérique. La méthode utilisée ici est celle de Runge-Kutta d'ordre 4 [38],[39],[40]

La formule du type Runge-Kutta d'ordre 4 est donnée par :



(IV.13)

Notre équation à résoudre est de la forme :



(IV.14)

En posant :




On aura :




(IV.15)

Soit :



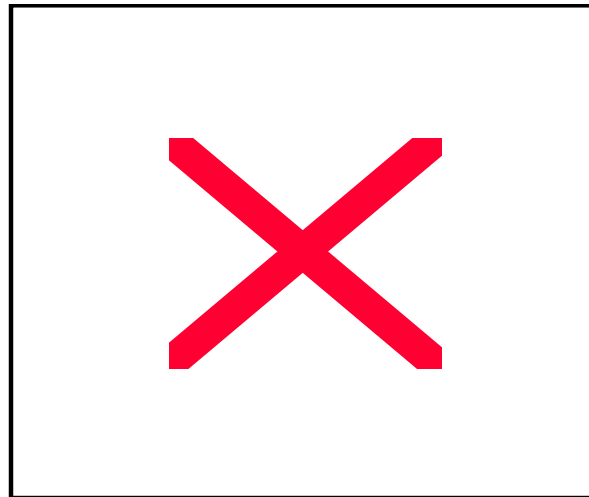
Dans ce cas on a :



(IV.16)

(IV.17)

et



(IV.18)

et finalement :



(IV.19)

Maintenant il nous reste qu'à puis choisir le pas et le temps d'intégration.

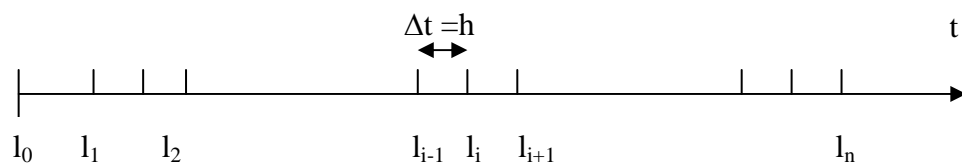
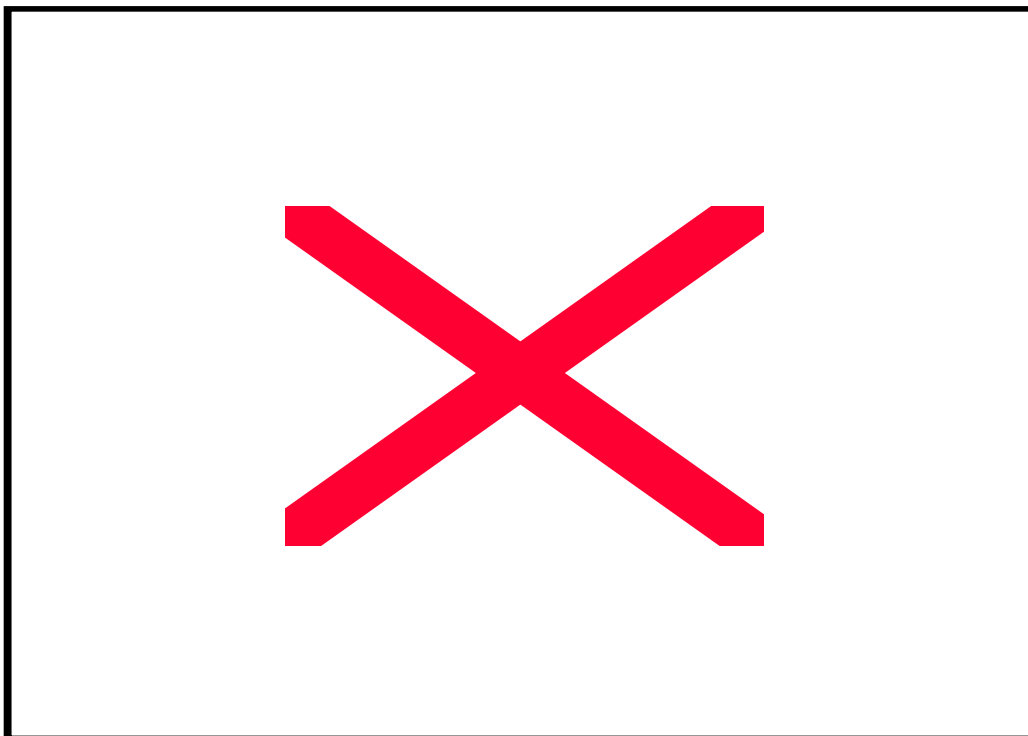


Figure (IV.14) : Représentation de la discrétisation numérique

#### **IV-7) Comparaison de la solution théorique avec la solution numérique**

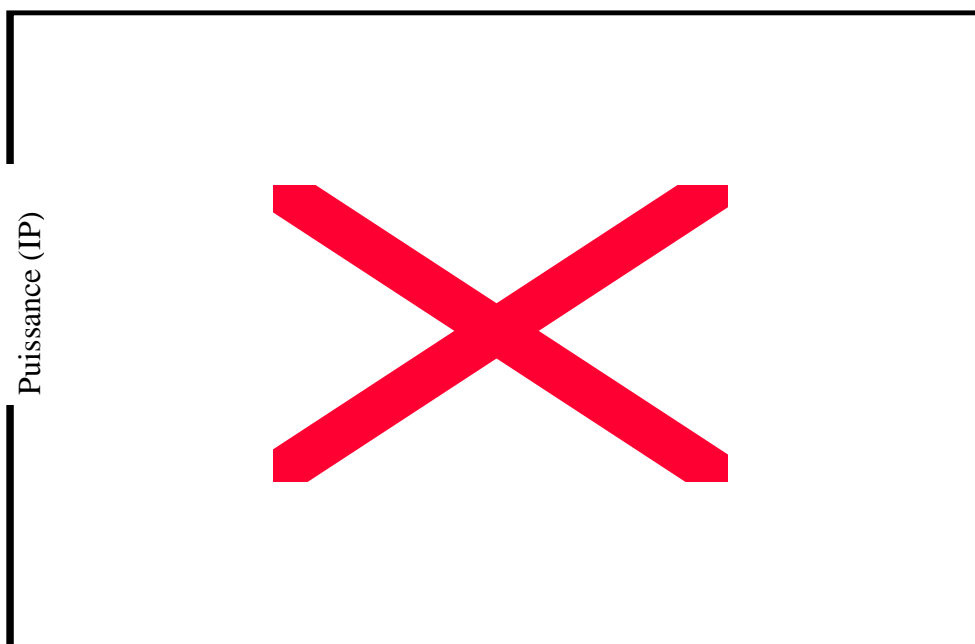
On peut tracer la solution théorique (exacte) pour notre équation différentielle dans un cas d'excitation, c'est-à-dire dans le cas où  $W(t)=IP.t$ . On trace cette courbe théorique et on la compare à la formule de Runge-Kutta d'ordre 4. On voit bien figure(IV.15) que la solution numérique n'est pas loin de la solution exacte, donc on peut continuer de résoudre notre équation (IV.5) avec des excitations différentes qui représentent l'énergie laser.



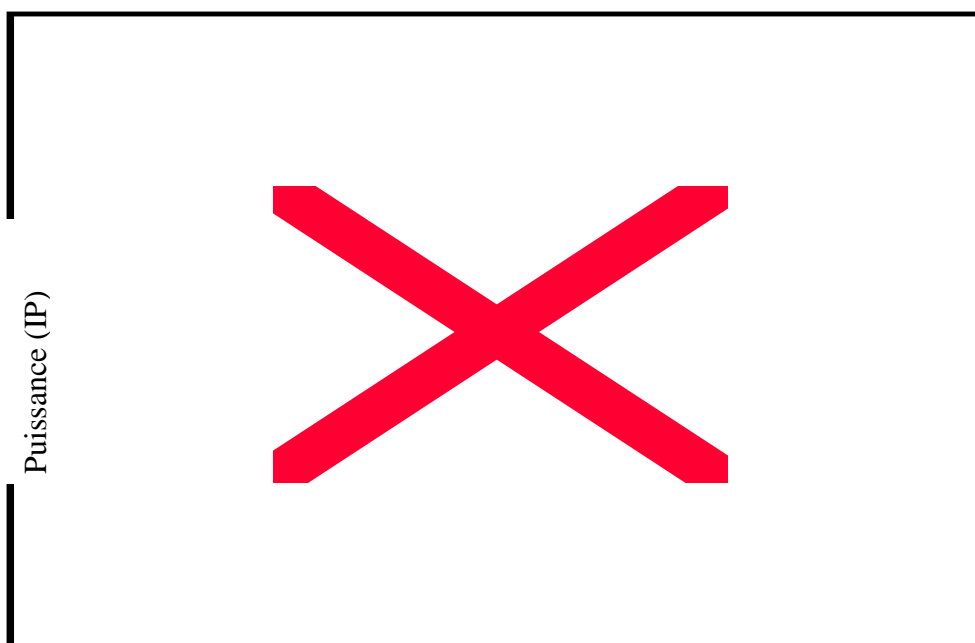
figure(IV.15) : Comparaison entre la solution théorique et la solution numérique

## IV-8) Formes de la puissance laser $IP(t)$

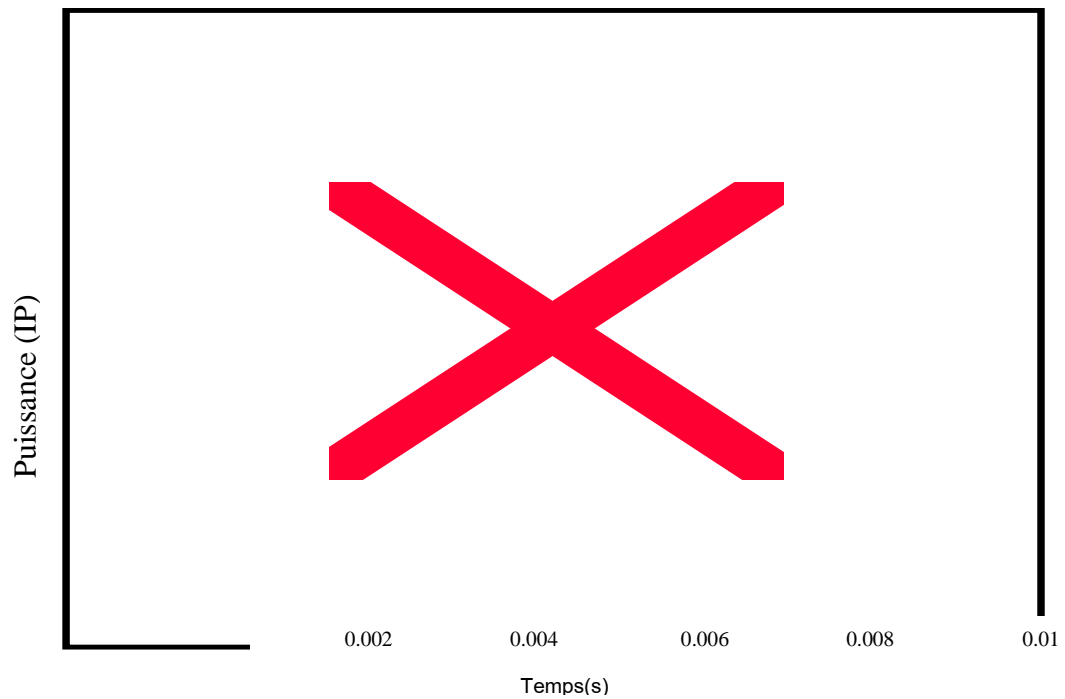
En soudage laser on a le soudage continu, avec une puissance parfaitement constante figure(IV.16) et qui est un cas parfait, ou soudage par impulsion et qui est représenté par une impulsion Dirac figure(IV.17), avec une ou plusieurs impulsion (laser YAG), ou soudage continu avec une puissance continu mais avec des fluctuations autour d'une moyenne constante (laser  $CO_2$ ) figure(IV.18). Cette instabilité peut être représenté théoriquement par une sinusoïde rapide figure(IV.19).



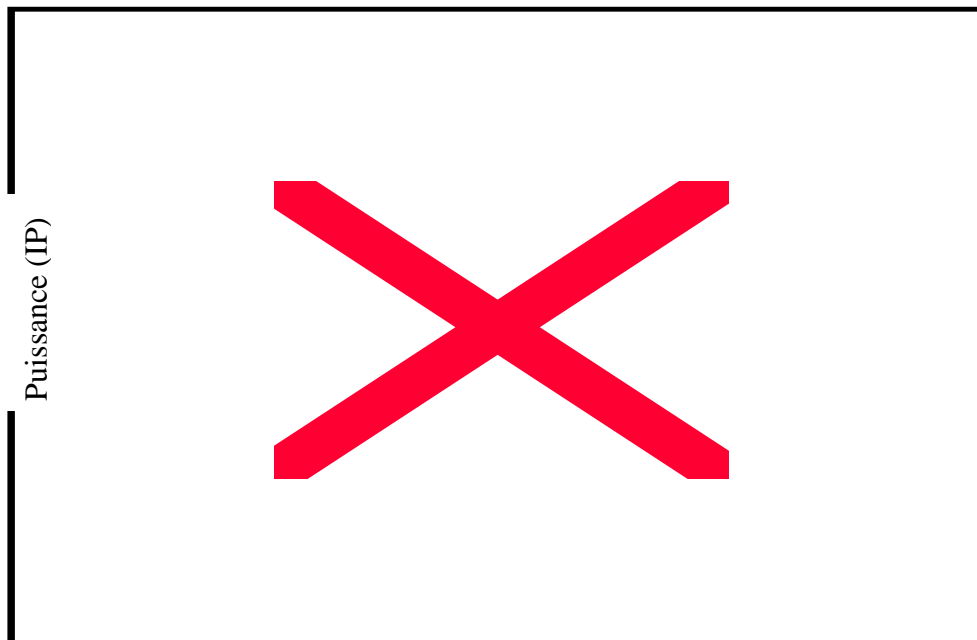
figure(IV.16) : Puissance laser ( $CO_2$ ) constante et continu, en fonction du temps,  $IP=cte$



figure(IV.17) : Puissance laser (ex :YAG) sous forme d'une impulsion Dirac, en fonction du temps



figure(IV.18) : Puissance laser (CO2) continu présentant des fluctuations aléatoires autour d'une moyenne constante, en fonction du temps,  $IP = cte \pm \Delta IP(t)$



figure(IV.19) : Puissance laser (CO2) continu présentant des fluctuations sinusoïdales autour d'une moyenne constante, en fonction du temps,  $IP = cte \pm \Delta IP \sin(\omega.t)$

## IV.9) Données numériques

Pour tracer les courbes de l'évolution des caractéristiques des couches de vapeurs métalliques qui quittent la surface du métal soudé on a besoin de quelques données numériques, tel que la masse volumique et la densité de cette vapeur, ses dimensions, comme le diamètre et la longueur initiale,  $l_0$ ,  $d_0$ .

Pour la masse volumique, la vapeur métallique est en grande partie constituée des atomes de fer, donc on peut considérer celle du fer ou on prend une moyenne sur les constituants de la vapeur métallique. Donc on peut utiliser les données numériques suivants:

$l_0$ (mm)	$d_0$ (mm)	$n_0$ (cm <sup>-3</sup> )	Masse atomique (g)			Masse spécifique (g/cm <sup>3</sup> )		
			Fer	Titane	304L	Fer	Titane	304L
5 - 10	2 - 5	$10^{19} - 10^{21}$	56	47.9		7.86	22	7.9

## IV-10) Discussion des résultats

La résolution des équations (IV.5) et (IV.10) et (IV.12) nous donne l'évolution des déplacements et des pressions des couches de vapeur métalliques constituant le plasma en fonction du temps.

La forme des solutions dépend de la forme de la puissance laser  $IP(t)$  qui alimente ce plasma en énergie. Pour cela on a considéré comme en réalité avec les lasers, quatre formes de la puissance laser: continu constante, impulsion, sinusoïdale, et aléatoire. La réponse en déplacement  $l(t)$ , et en pression  $P(t)$ , dépend de la forme de la puissance laser  $IP(t)$ .

### 1-Cas parfait

#### a) Longueur

On constate que dans tout les cas de figures pour la puissance laser on a un déplacement des couches métalliques vers le haut, c'est-à-dire une augmentation de  $l(t)$ , mais cette augmentation varie différemment suivant la forme de l'énergie laser.

Pour une puissance laser constante et continu le déplacement de ces couches prend une forme parabolique avec une accélération de la vitesse figure(IV.20) la distance parcourue est importante ( $\approx 3m$ ) et la vitesse est de l'ordre de  $3.10^3$  cm/s.

Pour une puissance laser sous forme d'une impulsion Dirac, le déplacement du front de plasma est encore accéléré, mais avec une vitesse plus faible, a prés 10 ms, il atteint seulement 0.06 m figure(IV.21), et c'est normal pour rais ou d'insuffisance d'énergie.

Pour une puissance laser  $IP(t)$  sous forme, sinusoïdale ou aléatoire, la longueur  $l(t)$  du plasma qui représente sa détente suit la valeur moyenne de  $IP(t)$  et non les variation de  $IP(t)$  figure(IV.22) et figure(IV.23) ce qui est normal. Cela montre que les fluctuations de la puissance du faisceau n'a aucune influence sur le parcours de la vapeur métallique formant le plasma

#### b) Pression

La pression dans le gaz formant le plasma de soudage dépend de la forme de la puissance laser  $IP(t)$ .

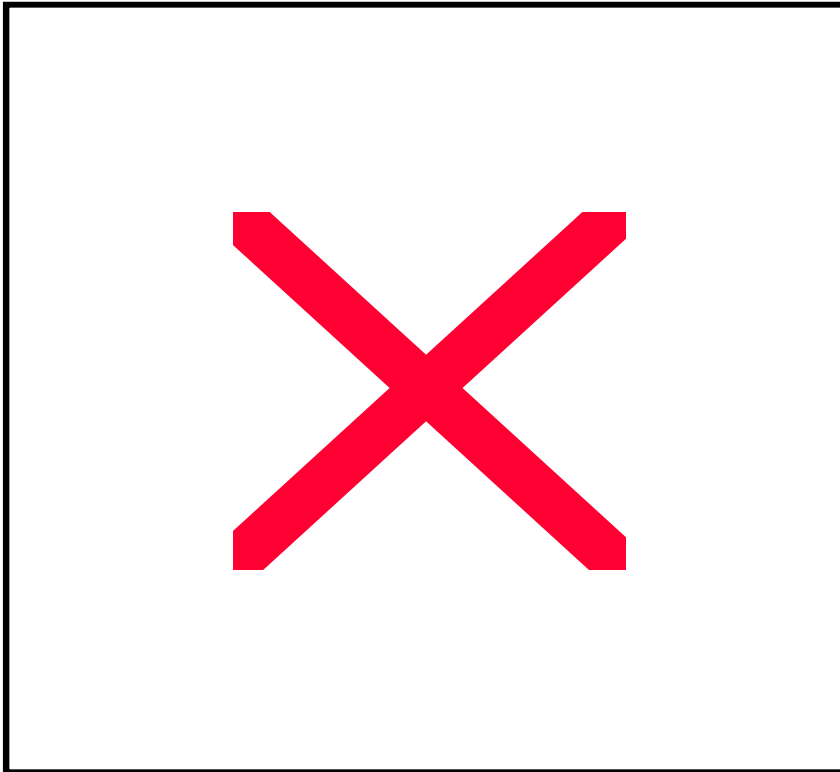
D'abord, une remarque générale pour les quatre formes d'excitation de la puissance laser  $IP(t)$ , la pression augmente subitement et rapidement pendant les premières dizaines de millisecondes.

Pour une puissance laser constante avec le temps figure(IV.24) la pression chute et descend asymptotiquement vers une valeur un peu inférieure à 2 bars.

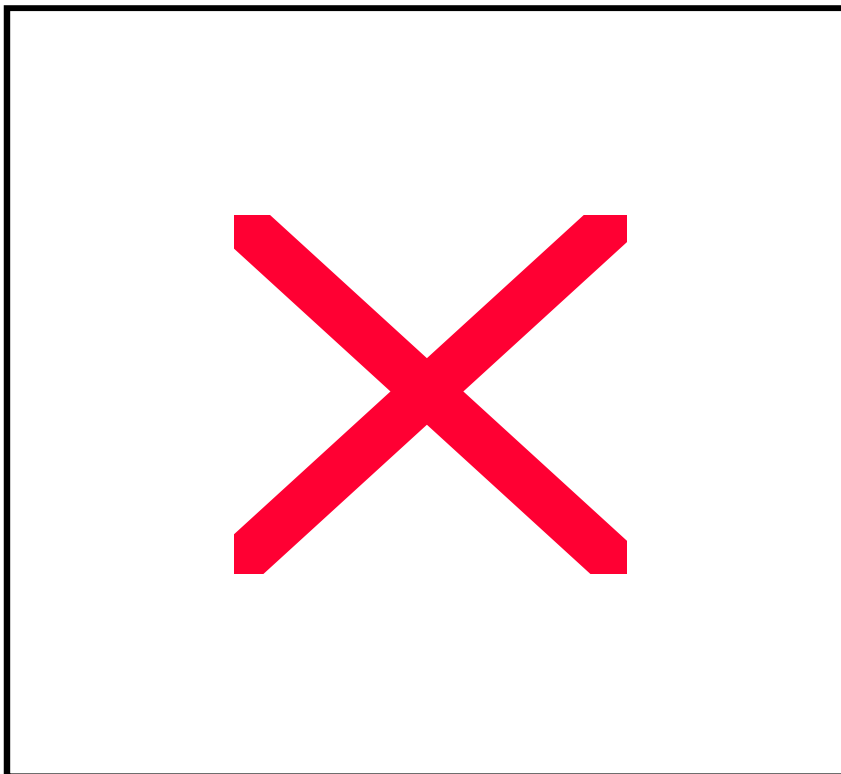
Pour une excitation Dirac de puissance la pression augmente rapidement pendant les premiers dixièmes de ms puis chute vers zéro, le plasma se dissipe figure(IV.25)

Pour des excitations sinusoïdales et aléatoires, la réponse en pression est la même qu'avec une excitation constante et continu, mais avec des variations de la pression autour d'une moyenne figure(IV.26) et figure(IV.27).

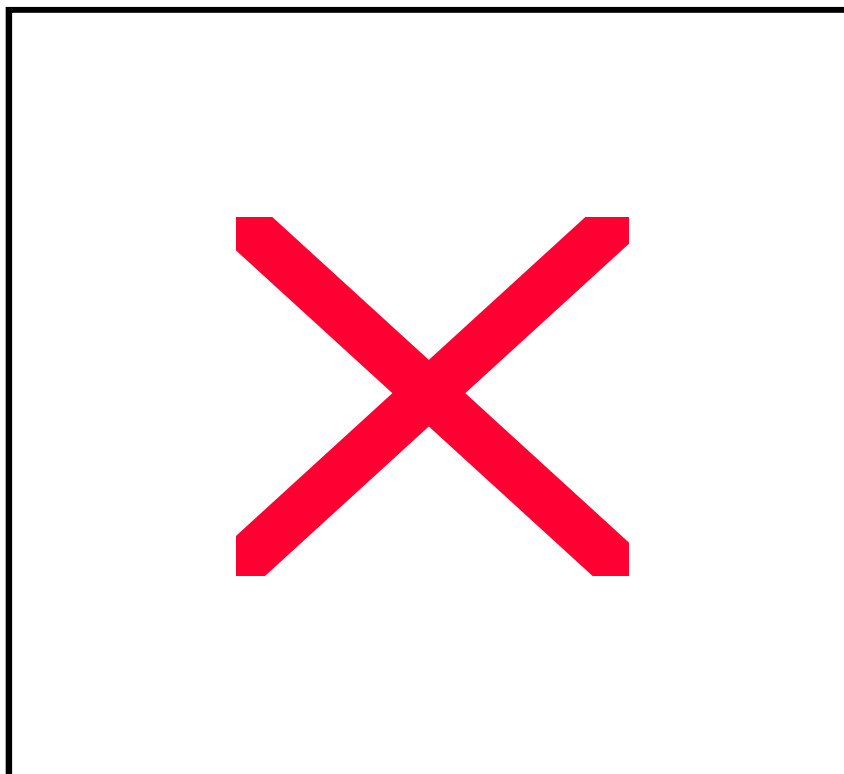
La chute de pression dans le plasma alors que le cumul de la puissance laser  $IP(t)$  augmente, est dû à dire sou volume, si l'augmentation du volume contenant le gaz est plus rapide que l'augmentation de l'énergie approvisionnant le gaz, la pression dans le gaz chute.



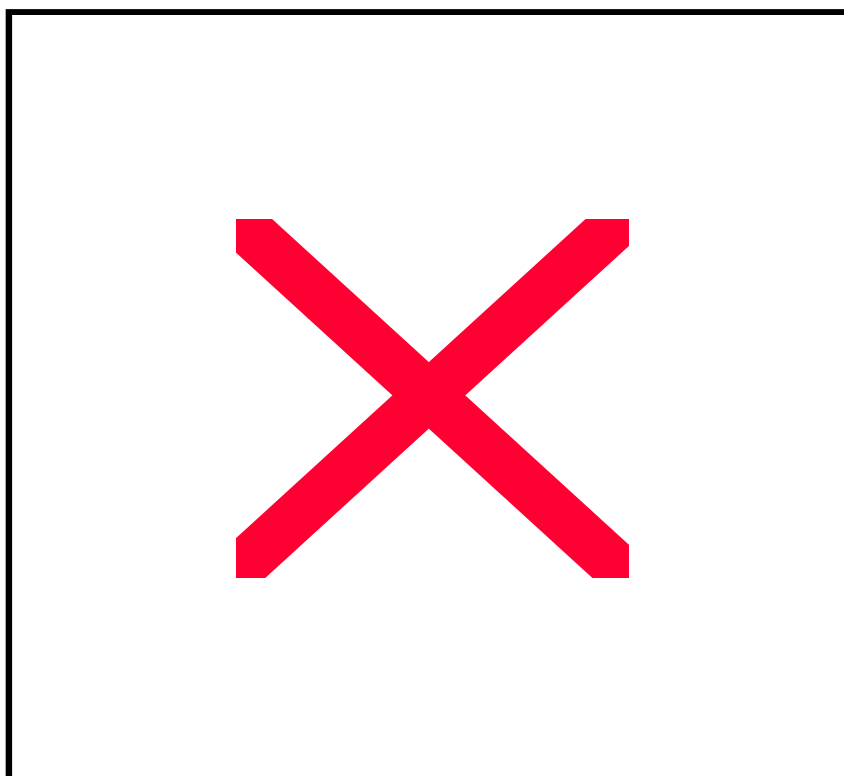
figure(IV.20): L'évolution de la longueur, pour la puissance  $IP=Cte$



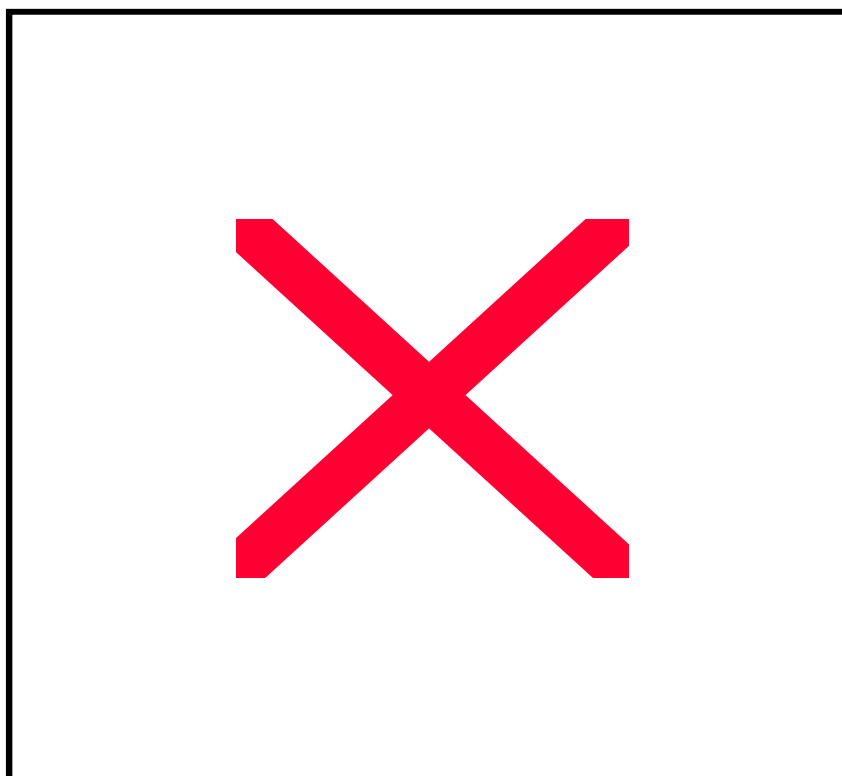
figure(IV.21): L'évolution de la longueur, pour la puissance laser sous forme d'une impulsion Dirac



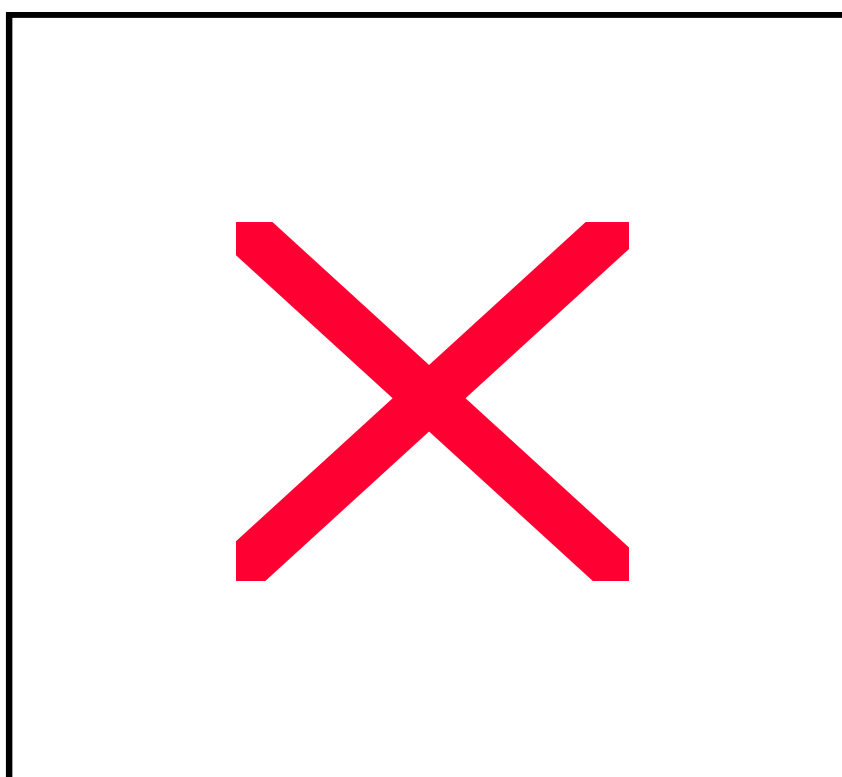
figure(IV.22) : L'évolution de la longueur, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP\sin(\omega t)$



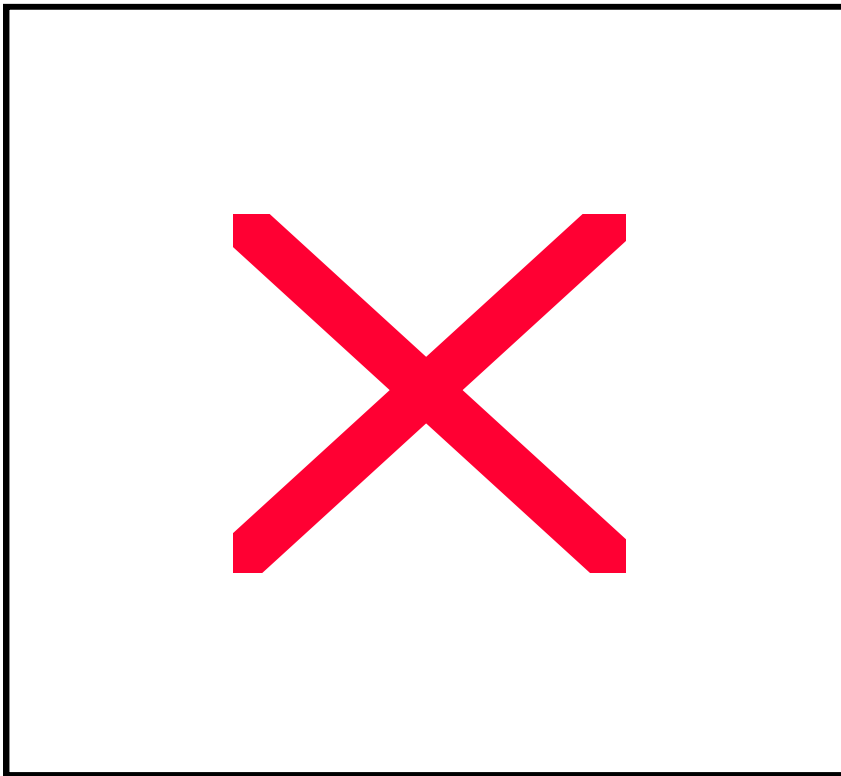
figure(IV.23): L'évolution de la longueur, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP(t)$



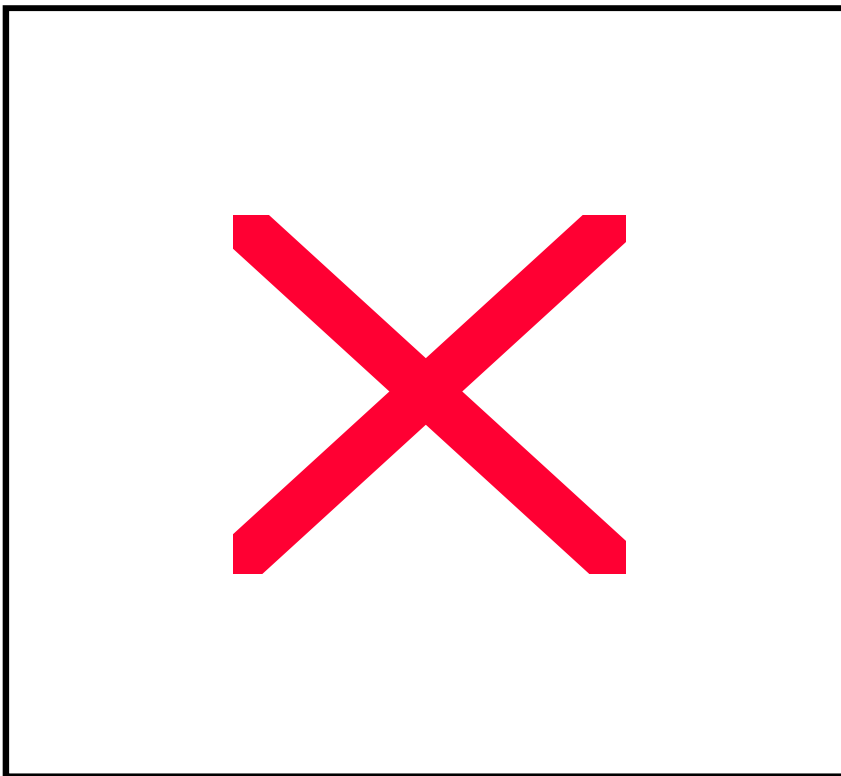
figure(IV.24): L'évolution de la pression, pour la puissance  $IP=Cte$



figure(IV.25): L'évolution de la pression, pour la puissance laser sous forme d'une impulsion Dirac



figure(IV.26): : L'évolution de la pression, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP\sin(\omega t)$



figure(IV.27): L'évolution de la pression, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP(t)$

## 2-Cas en prenant en considération les frottements

Pour ce deuxième cas, on prend en considération les frottements avec le gaz de protection et le milieu ambiant.

### a) Longueur

Le plasma se détend de la même façon, avec la même allure pour les quatre cas de puissance laser. D'abord il se détend paraboliquement avec une pente qui augmente sur une courte durée, puis  $l(t)$  continu à augmenter mais avec une pente qui diminue et qui tend vers zéro, bien sur la détente dans le cas d'une puissance impulsion Dirac est beaucoup plus courte figure(IV.28), figure(IV.29), figure(IV.30), figure(IV.31).

Si on compare cette détente (longueur parcourue) avec la détente sans frottement figure(IV.36), on trouve que cette détente est beaucoup plus restreinte, elle est divisée par sept dans certain cas, on conclue que les frottements avec le gaz extérieur empêchent le front de plasma de se déplacer vers le haut (se détendre).

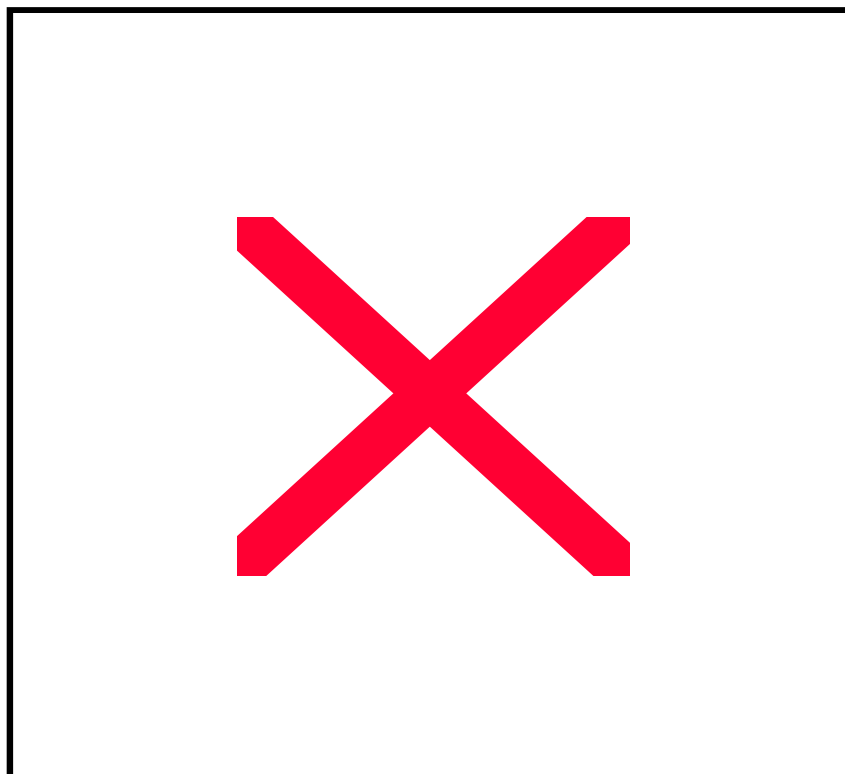
### b) Pression

Pour la variation en fonction du temps de la pression du gaz formant le plasma, on trouve que pour une puissance d'excitation constante la pression augmente rapidement sur une courte durée (0.5ms) vers une pression maximale, puis chute aussi rapidement vers à peu près la moitié e la pression maximale, et ensuite la pression  $P(t)$  reprend son augmentation mais cette fois d'une façon plus régulière et plus lente figure(IV.32).

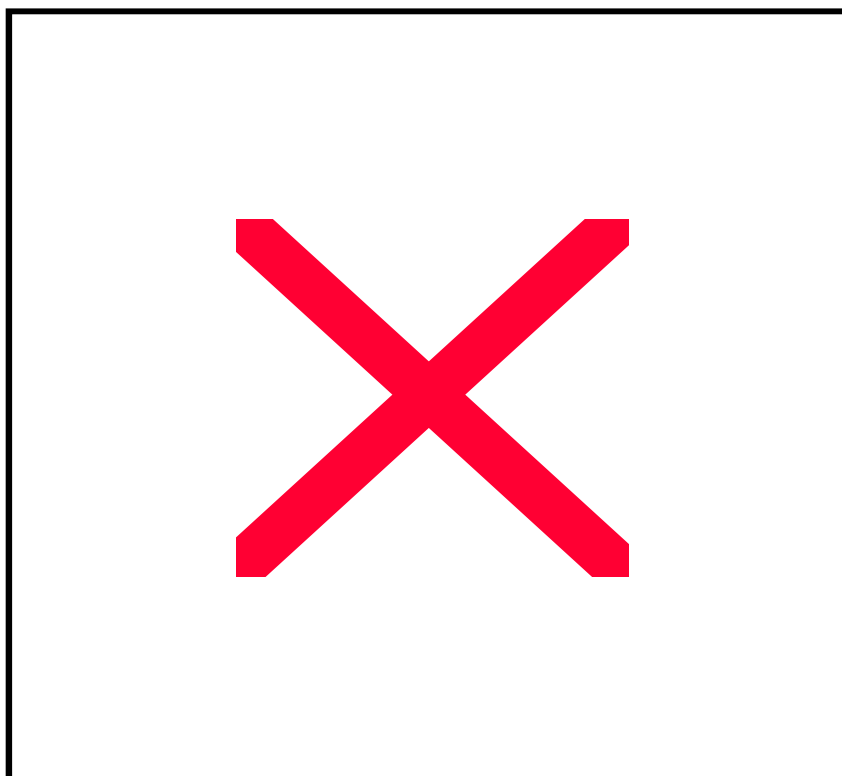
Pour une excitation Dirac la pression  $P(t)$  augmente rapidement pendant les deux premiers dizaines millisecondes puis la pression chute vers zéro, c'est à ire le plasma se dissipe, parce qu'il n'y a plus d'énergie qui l'alimente figure(IV.33).

Pour des puissances d'excitation laser  $IP(t)$  sous forme sinusoïdale et aléatoire, l' allure générale de la courbe de la pression  $P(t)$  ressemble à l'allure pour une excitation de puissance constante, la pression augmente rapidement pendant la première milliseconde puis reprend des variations de pression autour d'une valeur moyenne, figure(IV.34) et figure(IV.35).

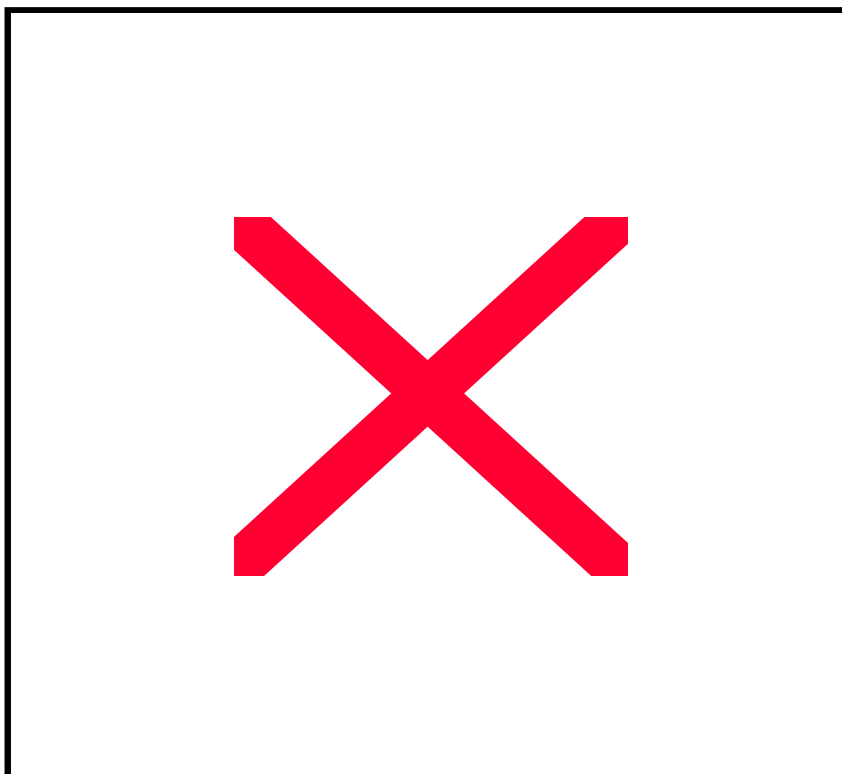
En comparant la pression du plasma dans le cas d'écoulement sans frottements avec l'écoulement du gaz avec frottements figure(IV.37), on remarque dans le premier cas le plasma se détend beaucoup plus,  $l(t)$  très élevée, et ainsi sa pression chute rapidement, alors que dans le cas avec frottements le plasma se détend beaucoup moins, car le gaz qui l'entour forme comme une enveloppe qui empêche le plasma de se détendre et en même temps empêche la baisse de la pression, c'est pourquoi dans ce cas la pression dans le plasma garde des valeurs plus importantes.



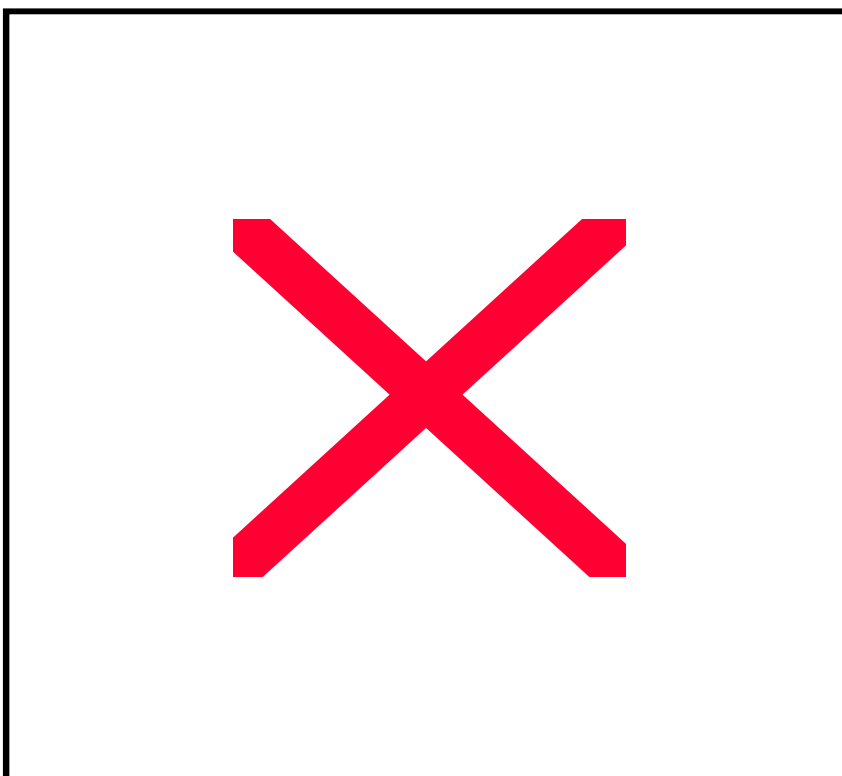
figure(IV.28): L'évolution de la longueur, pour la puissance  $IP=Cte$



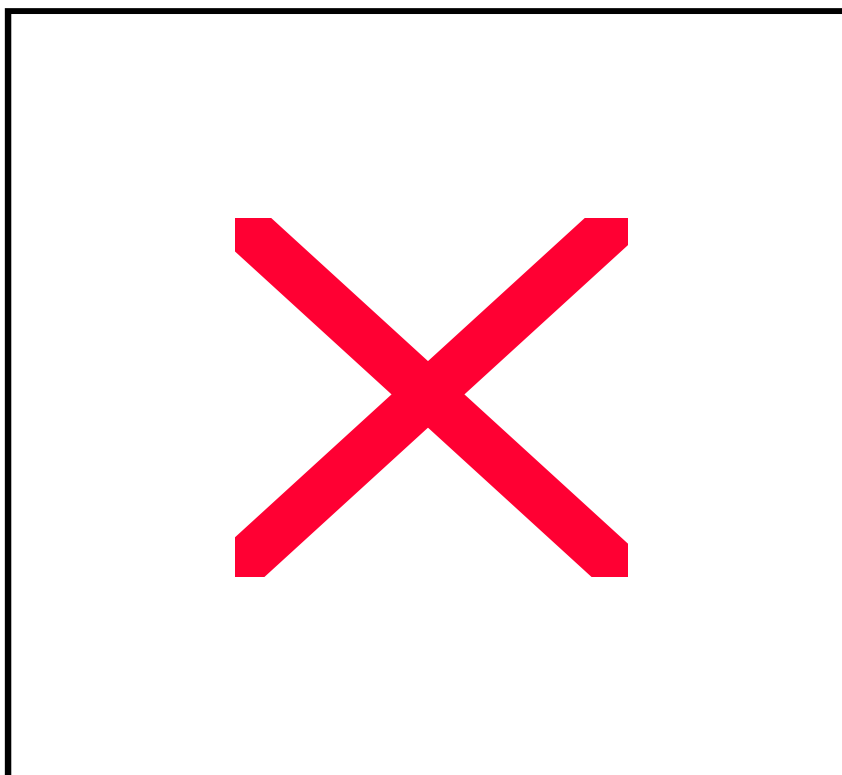
figure(IV.29): L'évolution de la longueur, pour la puissance laser sous forme d'une impulsion Dirac



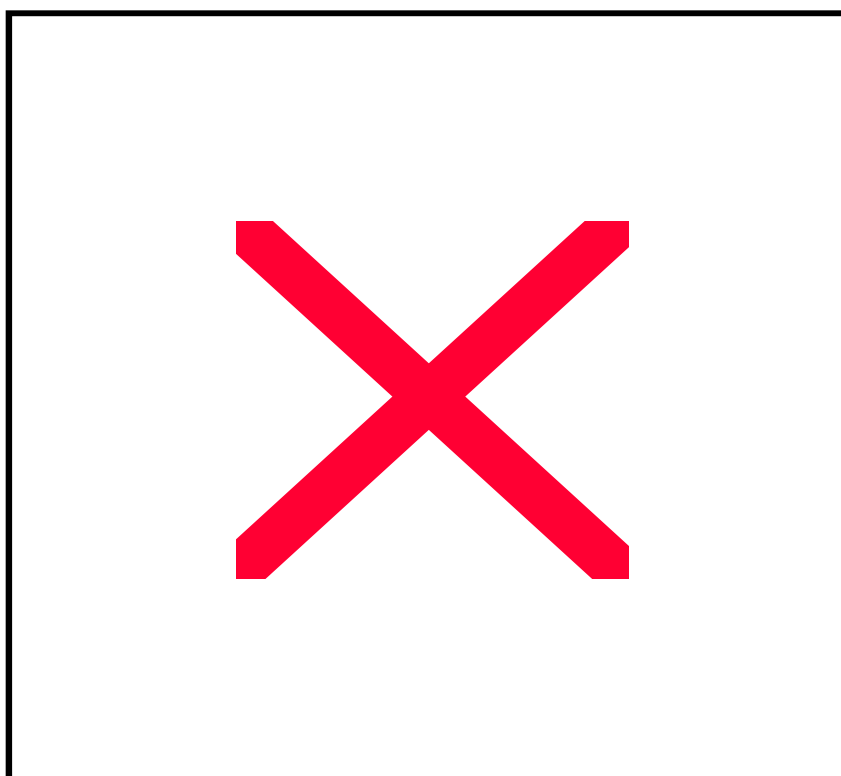
figure(IV.30): L'évolution de la longueur, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP\sin(\omega t)$



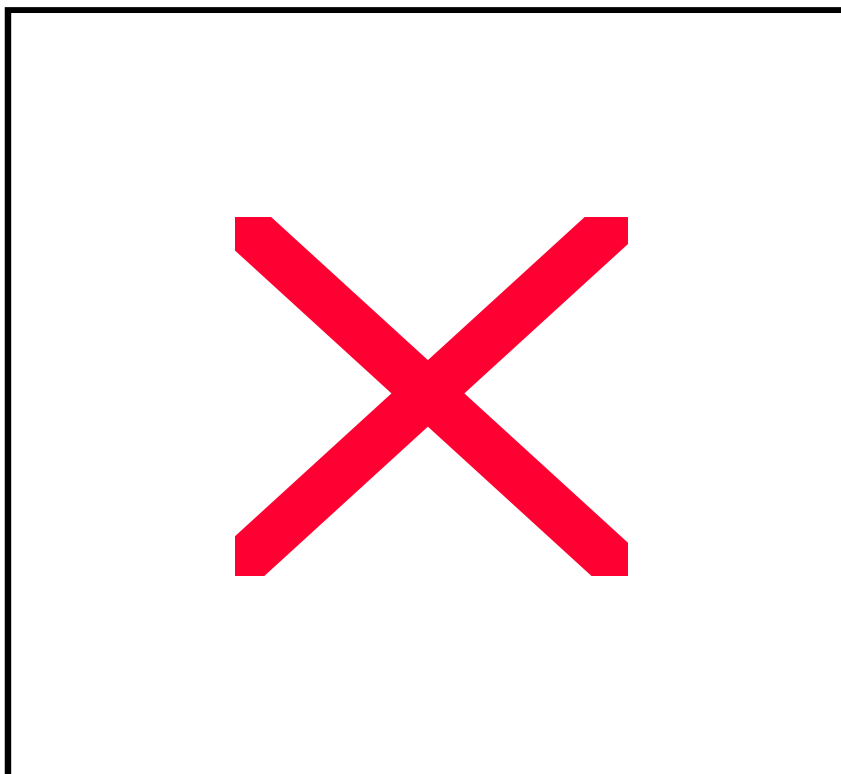
figure(IV.31): L'évolution de la longueur, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP(t)$



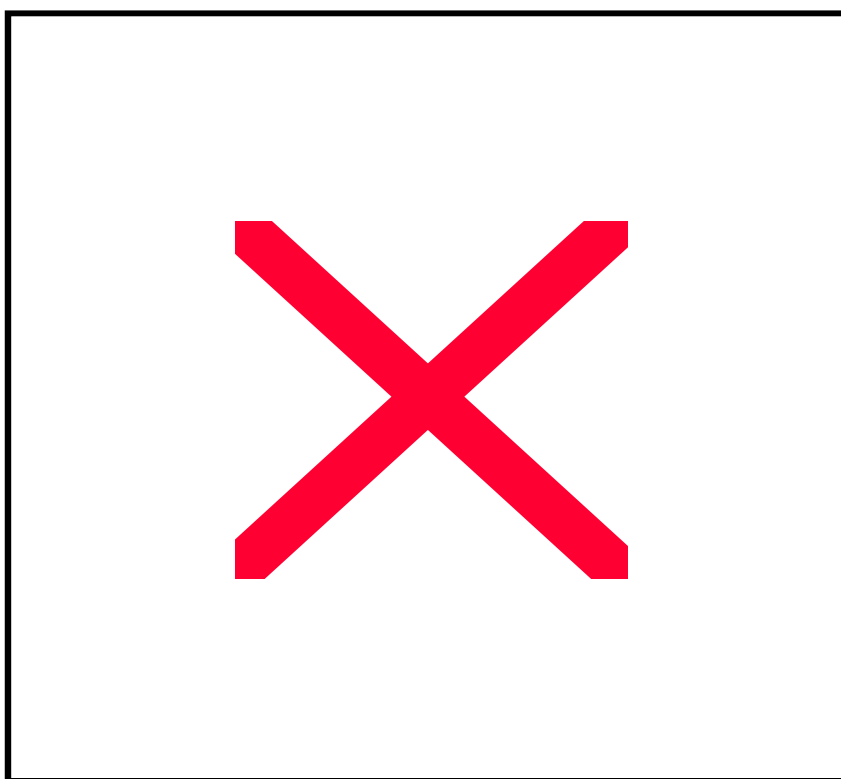
figure(IV.32): L'évolution de la pression, pour la puissance  $IP=Cte$



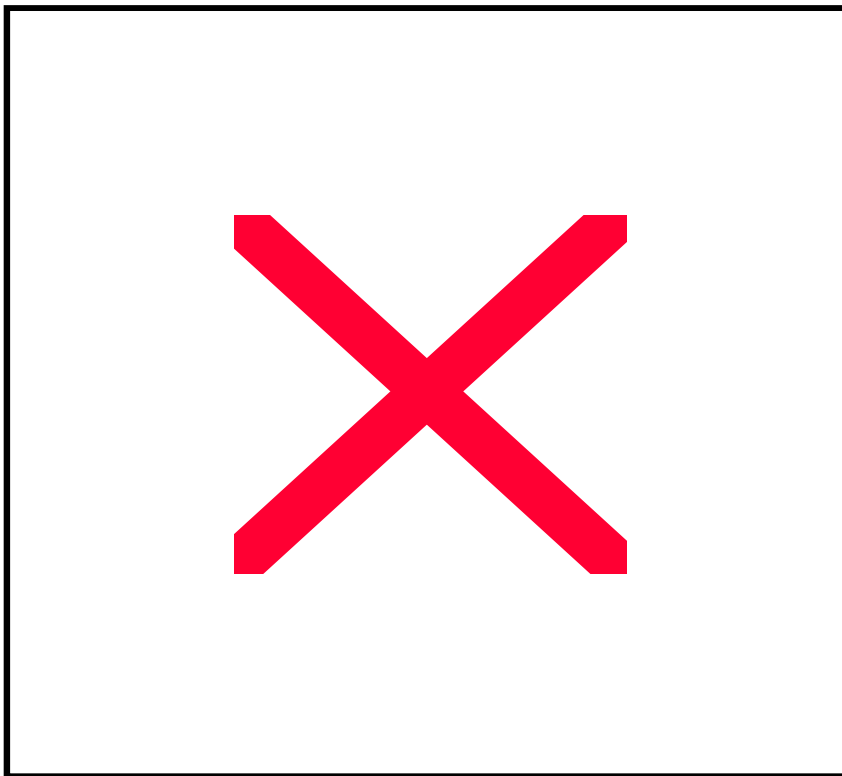
figure(IV.33):L'évolution de la pression, pour la puissance laser sous forme d'une impulsion Dirac



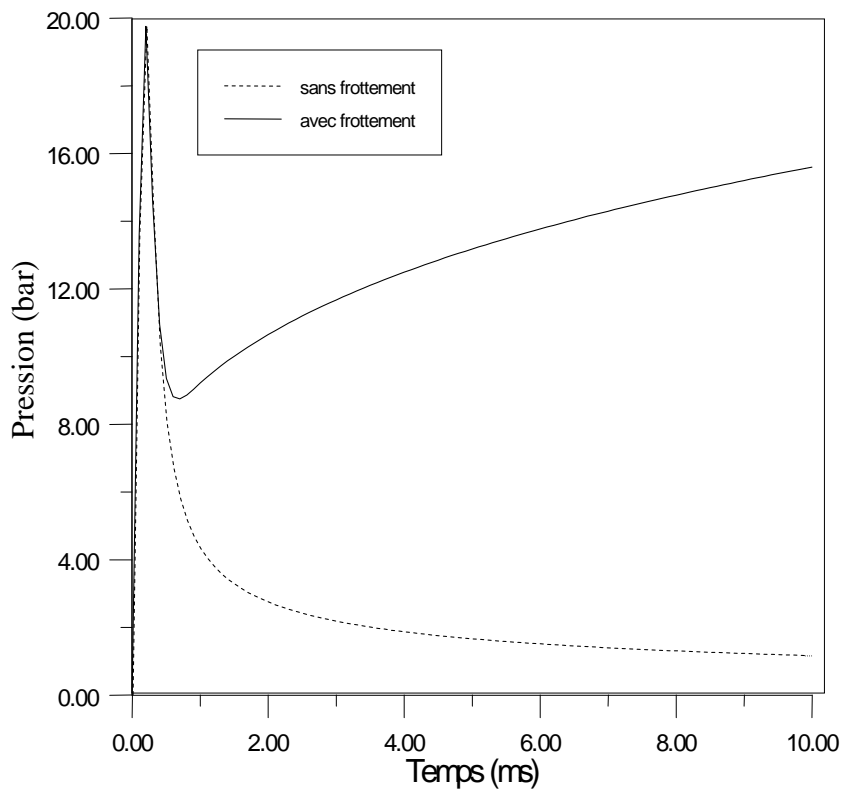
figure(IV.34): L'évolution de la pression, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP\sin(\omega t)$



figure(IV.35): L'évolution de la pression, pour la puissance  $IP=Cte\pm\Delta IP(t)$



figure(IV.36): Comparaison des variations de la longueur du plasma, pour une puissance laser continu



figure(IV.37): Comparaison des variations de la pression du plasma, pour une puissance laser continu

## **Conclusion**

L'étude du plasma est une tâche très compliquée du fait de l'interaction de plusieurs phénomènes, et si on ajoute pour le soudage laser l'interaction rayonnement laser matière et interaction rayonnement laser plasma le problème se complique plus.

L'étude des courbes expérimentales, nous a permis de démontrer qu'il s'agit de courbes présentant l'émission acoustique du plasma qui accompagne ses mouvement d'instabilité qui peuvent être d plusieurs origines.

Dans notre travail on a aussi présenté un modèle présentant l'instabilité du plasma, ou bien plus généralement la réponse du plasma à une excitation laser. Dans ce modèle on a privilégiés la supposition que l'instabilité du plasma est dû à l'instabilité du faisceau laser. Le modèle qui est basé sur l'équation de la dynamique et l'équation de conservation d'énergie conduit à une équation différentielle du second ordre qu'on a résolu numériquement avec la méthode de Runge-Kutta 'ordre quatre.

Bien que le modèle est simple, il montre l'évolution du parcours du plasma et donne un ordre de grandeur de sa vitesse de déplacement la forme de l'évolution de la pression dans le plasma, et l'effet des frottements sur l'écoulement du fluide plasma qui charge considérablement les résultats et les rapprochent de la réalité. Le modèle montre aussi qu'une instabilité en réponse de la pression du plasma lorsque le faisceau laser présente des instabilités



## **Conclusion**

L'étude du plasma est une tâche très compliquée du fait de l'interaction de plusieurs phénomènes, et si on ajoute pour le soudage laser l'interaction rayonnement laser matière et interaction rayonnement laser plasma le problème se complique plus.

L'étude des courbes expérimentales, nous a permis de démontrer qu'il s'agit de courbes présentant l'émission acoustique du plasma qui accompagne ses mouvement d'instabilité qui peuvent être d plusieurs origines.

Dans notre travail on a aussi présenté un modèle présentant l'instabilité du plasma, ou bien plus généralement la réponse du plasma à une excitation laser. Dans ce modèle on a privilégiés la supposition que l'instabilité du plasma est dû à l'instabilité du faisceau laser. Le modèle qui est basé sur l'équation de la dynamique et l'équation de conservation d'énergie conduit à une équation différentielle du second ordre qu'on a résolu numériquement avec la méthode de Runge-Kutta 'ordre quatre.

Bien que le modèle est simple, il montre l'évolution du parcours du plasma et donne un ordre de grandeur de sa vitesse de déplacement la forme de l'évolution de la pression dans le plasma, et l'effet des frottements sur l'écoulement du fluide plasma qui charge considérablement les résultats et les rapprochent de la réalité. Le modèle montre aussi qu'une instabilité en réponse de la pression du plasma lorsque le faisceau laser présente des instabilités

## BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. L. Delcroix et A. Bers, physique des plasma "Tome I", CNRS Edition, Paris, 1994
- (2) A. Taïbi, Thèse "Etude de l'influence des paramètres de soudage par laser  $CO_2$  continu sur l'émission spectrale et temporelle du plasma de soudage. Application à l'acier inoxydable 304L, Titane Ti40 et l'aluminium " Diplôme de Doctorat, Lyon , L'institut national des sciences appliquées Lyon , 1993
- (3) J. L. Delcroix , A. Bers, physique des plasma "Tome II", CNRS Edition , Paris , 1994
- (4) Alexandrov. V.V et Al, Formation of inhomogeneous plasma layer for experiments on investigation of interaction mechanisms of intense Nd-laser radiation with plasma journal de physique, Tome 48, N°12, P.375-380
- (5) Gasser, A. Krentz, E.W. Wissenbach. K, Physical aspects of surface processing with laser radiation S.P.I.E, Vol. 1020, High Power  $CO_2$  Laser Systems and Application, 1989, P. 112-123
- (6) C.P. Wimmel, Introduction à la spectroscopie des plasma, Gordon and Breach, Paris
- (7) P. Thorne, Chapman and Al Spectrophysics, London .
- (8) A. Catherinot et G. Girault, Photoablation par laser, Faculté des sciences, URA N320
- (9) Dowed . Jet AL, Dowed . Jet AL, An analysis of the laser –plasma interaction laser keyhole welding, journal of applied physics N 22, 1989, P. 741-749.
- (10) Mazunder. T, Spectroscopic studies of plasma during cw laser heating in flowing. journal of applied physics, vol 62, N°12, 1987, P. 4712-4718
- (11) T.J et A.L, Coupling of pulsed 0.35mm laser radiation to aluminum alloys, journal of physics, vol 53, N°4, 1982, P. 3190-3200
- (12) Plasma absorption effects in welding with  $CO_2$  laser systems and application, vol 1020, 1988, P.84 – 95
- (13) Spectroscopic study using line ratios of applied physics, vol 65, N°4, 1989, P.1460-1566
- (14) I. Iron et Olstad .R.A, Evaporation of solids by laser pulses, journal of applied physics, vol 46, N°4, 1975, P.1499-1508
- (15) Rémy FABBRO et Anne. POUÉYO. Rémy FABBRO et Anne, Interaction laser-matière en régime plasma dans les traitements de surface par laser continu de puissance cas de soudage, Laboratoire des laser de puissance (L.A.L.P)
- (16) D. DEGOUT, Modèles de description de l'interaction laser-matériaux. Applications métallurgique, E.T.CA / CREA- service physique des surfaces, 1988
- (17) A. pouqérusse, Etude spectroscopique d'un plasma produit par laser, thèse université de Paris –sud centre d'Orsay, 1975, P.177
- (18) E. Chpolski, Physique atomique "tome I", Edition Mir, Moscou , P.253
- (19) Claude Cohen-Tannoudj, Processus d'interaction entre photons et atomes, InterEdition Edition du CNRS, Paris, P.75-80
- (20) Michael C. Fowler and David C. Smith, Ignition and maintenance of subsonic plasma waves in atmospheric pressure air by CW  $CO_2$  laser radiation and their effect on laser propagation, vol-46, N°1, January 1975

- (21) K.R.Dhen and Al, Laser-solid interaction and dynamics of laser-ablated materials, applied surface science 96-98, 1996, P. 45-49
- (22) A.V.Gusrov and Al, Two-dimensional gaz-dynamic model of laser ablation in an ambient gaz, applied surface science 154-155, 2000, P. 66-72
- F.Vidal and Al
- (23) F.Vidal and Al, Numerical simulations of ultrashort laser pulse ablation and plasma expansion in ambient air, spectrochimica acta part B56,2001, P. 973-986
- (24) R.L.stegman and Al, Experimental studies of laser – supported absorption waves with –ms pulses of 10.6- $\mu$  radiation, j.Appel.plujs, vol.4, N°8, august 1973, P.3675-3681
- (25) Charles J.knight, Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure, AIAA journal, vol.17, N°5, may 1979, P.519-23
- (26) J.N.leboeuf and Al, Modeling of dynamical processes in laser ablation, Applied surface science 96-98, 1996, P.14-23
- (27) Michael I.zeifman and Al, Multiscale simulation of laser ablation of organic solids : evolution of the plume, Applied surface science 197-198, 2002, P.27-34
- (28) B.R.Fink and Al, A fundamental plasma based model for energy transfer in laser material processing, Appl.pluys-23, 1990, P.643-654
- (29) AMele and Al, Laser ablation of metals : Analysis of surface heating and plume-expansion experiments, applied surface science 109-110, 1997, P.584-590
- (30) B.C.castale and Al, level populations in a laser-induced plasma on a lead target, spectrochimica acta part B52, 1997, P.1995-2009
- (31) Lin Li, A comparative study of ultrasound emission characteristics in laser processing, applied surface science 186, 2002, P.604-610
- (32) Masson.F, Caractérisation par spectropie d'émission plasma créé par laser  $CO_2$  impulsionnel sur matériaux solides, Mémoire de D. E. A, Marseille (Ecole Nationale Supérieure de Physique), 1991, P.74
- (33) Knudtson.J. T et Al, The uv-visible spectroscopy laser-produced aluminium plasma, journal of applied physics,1987, vol.61, N°10, P.4771-4780
- (34) V.Vujnovic and W.L.Wiese, A Critical compilation transition probabilities for singly ionized Argon, j. phys. chem. Ref. data,vol.21, 1992
- (35) David R.Lide, Ph. D.Handbook of chemistry and physics, 70<sup>th</sup> Edition, 1985-1990, CRC press, Inc. Florida, USA
- (36) Duc-Long Nguyen and Kanwal J.Parbhakar, Initial stages of hydrodynamic expansion of plasma heated by intense laser radiation, Journal of applied Physics, Vol. 45 , N°5, 1974, American Institut of Physics
- (37) A.Taibi et M. Laurent, Etude de l'émission temporelle de plasma de soudage par laser  $CO_2$ , SENALAP2, Annaba, 10-12/11/2001
- (38) J.P .Nougier, Méthode de calcul numérique, Masson, Paris, 1983
- (39) Jean-Pierre Demailly, Analyse numérique et equation differentielles, OPU, 1993
- (40) David R.Brooks, Problem solving with Fortran 90, Springer, New york, 1995