

## EFFET D'OPACITÉ DANS LES MILIEUX NON HOMOGENES

K. CHENINI, F. KHELFAOUI et M.T. MEFTAH

*Laboratoires LENREZA et LRPPS et Département Sciences de la Matière, Faculté des Sciences et Technologies et des Sciences de la Matière, Université Kasdi Merbah – Ouargla, 30000 Ouargla, Algérie*  
E-mail: [k1\\_chenini@yahoo.fr](mailto:k1_chenini@yahoo.fr)

**RÉSUMÉ** : L'étude du rayonnement émis par les plasmas est un élément important pour la compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans ces milieux. Une contribution essentielle du transfert d'énergie dans les plasmas chauds, est causée par le rayonnement. Cela est important dans l'astrophysique, dans la fusion par confinement inertiel et dans les plasmas de laboratoire. Un modèle de ce plasma est réalisé dans le calcul d'opacité radiative ; les calculs théoriques d'opacité sont très complexes et il est nécessaire d'introduire des approximations. Et il n'est pas surprenant que les différents modèles d'opacité donnent des résultats différents.

L'étude du transfert radiatif dans les plasmas denses et chauds est un outil important pour étudier les populations des niveaux excités des ions multichargés. Les plasmas optiquement épais présentent un transfert du rayonnement ; le milieu présente une émission et une absorption du rayonnement. Dans les plasmas optiquement épais le milieu est considéré constitué de plusieurs sous-couches (ou couches élémentaires) adjacentes. Le photon émis par une sous-couche d'épaisseur donnée, peut être réabsorbé dans la sous-couche suivante. Les sous-couches peuvent ne pas être homogènes et présentent alors un gradient de température et/ou densité.

**MOTS-CLÉS** : opacité, spectre de raies, élargissement Stark, milieux non homogènes, gradient de température, gradient de densité

### 1. Introduction

Les propriétés radiatives de la matière dense et chaude est d'un long intérêt dans l'astrophysique et dans les plasmas de laboratoire.

Les mesures d'opacité sont peu nombreuses et il y a un manque de données expérimentales pour comparer avec les codes de simulation d'opacité.

Des expériences réalisées [1] se sont concentrées sur l'aluminium comme un thermomètre du fait que son spectre d'absorption de photons « K shell » est relativement simple. D'autres expériences et modèles de calcul ont été faits par Davidson et al [2].

L'étude du transfert de radiation dans les plasmas denses et chauds est un outil important pour étudier les populations des niveaux excités des ions multichargés. Il est intéressant d'étudier les plasmas optiquement épais, dont le transfert du rayonnement devient important, car l'émission et l'absorption du rayonnement joue un rôle important. Dans les plasmas optiquement épais le milieu est considéré constitué de plusieurs sous-couches (ou couches élémentaires) adjacentes. Le photon émis par une sous-couche d'épaisseur donnée, peut être réabsorbé dans la sous-couche suivante. Les sous-couches peuvent ne pas être homogènes et présentent alors un gradient de température et/ou densité. Notons que l'effet d'opacité implique des modifications sur l'intensité de la raie ainsi que la largeur de la raie.

Les plasmas produits par laser ont généralement un gradient de température et un gradient de densité. On a besoin donc d'un modèle numérique d'opacité pour bien comprendre les spectres d'émission qui en résultent. Dans ces plasmas l'effet Stark est d'une grande importance. L'effet d'opacité dans les milieux non homogènes représente des résultats remarquables.

Golovkin et Mancini ont étudié l'effet de la transition satellite  $n=4$  de Li-like sur l'opacité et la redistribution de l'intensité de la raie  $H_{\epsilon\beta}$  dans des ions d'Ar. Cette étude était réalisée dans un milieu en hors ETL [3].

Klisnick et al. ont traité les sources non homogènes où il y a un gradient de température et de densité. Ils ont calculé le coefficient d'absorption d'un plasma de laboratoire produit par laser en utilisant une méthode basée sur le rapport d'intensité, de même milieu pour deux épaisseurs différentes.

Chenini et al [4] ont traité la raie Ly- $\alpha$  de l'Ar $^{+17}$  à  $T=3.10^6$ K et une densité  $N_e=10^{24}$ cm $^{-3}$  et les résultats montrent que l'effet d'opacité est important. Chenini et al [5, 6] ont traité des transitions 2-3 de l'aluminium lithiomoïde et la comparaison avec l'expérience est en bon accord.

Dans ce travail nous allons présenter l'effet d'opacité dans les milieux non homogènes, nous traitons les raies Ly- $\alpha$  et Ly- $\beta$  de l'Ar $^{+17}$  et quelques raies de l'Al $^{+10}$  dans des conditions physiques différents. Ces plasmas produits par laser ont généralement un gradient de température et de densité et résout l'équation de transport ou l'équation de transfert radiatif pour l'ensemble du milieu plasma. Les conditions de températures et de densités traitées présentent un élargissement Stark important et les résultats montrent que les gradients de température et de densité conduisent à des redistributions de rayonnement remarquables : les spectres des raies sont affectés par les gradients de température et de densité.

## 2. Modèle de Calcul

Le problème de transfert de rayonnement général est connu sous : « le problème de Chandrasekhar's » ; l'une des formes de l'équation de Chandrasekhar's est celle traitée par Siewert [7] écrite comme :

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I(\tau, \mu, \Theta) + I(\tau, \mu, \Theta) = \frac{\bar{\omega}}{4\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\cos\Theta) I(\tau, \mu', \Theta') d\mu' d\Theta' \quad (1)$$

Où  $\bar{\omega} \in [0, 1]$ ,  $\tau \in [0, \tau_0]$  est la variable optique,  $\tau_0$  l'épaisseur optique.  $\Theta$  est l'angle de dispersion,  $\mu$  le cosinus de l'angle polaire et  $\Phi$  l'angle azimutal.

L'équation de transfert peut être écrite aussi sous la forme suivante [3] :

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I_{\nu\mu}(\tau) = -K_{\nu}(\tau) I_{\nu\mu}(\tau) + J_{\nu}(\tau) \quad (2)$$

Où  $\mu = \cos\theta$ ,  $\theta$  est l'angle polaire entre l'axe x et l'axe de propagation du rayonnement.

L'équation de transfert est l'équation de conservation d'énergie. On dérive une simple équation qui détermine la variation de l'intensité  $I(x)$  d'un faisceau de rayonnement limité dans un angle solide  $d\Omega$ . Ce faisceau se propage dans la direction Ox, à travers un gaz d'atome excité.

Soient  $J(\omega)$  et  $K(\omega)$  les coefficients d'émission et d'absorption dépendants de la position, et qui sont introduits dans le calcul de la non homogénéité du plasma.

Dans notre modèle nous considérons que le milieu est constitué de plusieurs sous-couches de température  $T$  et de densité électronique  $N_e$  données. Chaque sous-couche présente un équilibre thermodynamique local (ETL).

Le spectre obtenu dans ce cas du plasma d'épaisseur  $L$  est une combinaison ou résultats des spectres des différentes sous-couches où chacun est représenté avec :  $T$ ,  $N_e$ ,  $K_\omega$ ,  $J_\omega$  et  $S_\omega$ .

L'intégration numérique de l'équation (2) peut être interprétée dans l'espace décrit tout au long de la largeur  $L$ , dans lequel le plasma doit être considéré particulièrement homogène près des sous-couches minces [1]. Pour une sous-couche  $n$  centrée à une abscisse  $x$ , nous pouvons écrire :

$$I_n(x) = I_{n-1} \exp(-K(x)\Delta x) + s(x)(1 - \exp(-K(x)\Delta x)) \quad (3)$$

Où  $S(x)$  et  $K(x)$  sont respectivement la fonction source et le coefficient d'absorption du milieu d'épaisseur  $x$ .

L'intensité à la sortie est :

$$I_\omega(L) = \sum_n I_n(x) \quad (4)$$

### 3. Résultats et discussions

Nous avons utilisé un modèle numérique pour le calcul des profils de raies en introduisant l'équation de transfert résolu dans des milieux non homogènes, dont il existe des gradients de température et de densité électronique.

Nous avons traité les raies Ly- $\alpha$  et Ly- $\beta$  de l'Ar<sup>+17</sup> d'un milieu de 8mm d'épaisseur, composé de cinq sous-couches de différentes températures, densités et épaisseurs ; chaque sous-couche est supposée en équilibre thermodynamique local (ETL). Nous avons calculés quelques paramètres tels que :

R : est le rapport entre les intensités des pics ( $R=I_{\max 1}/I_{\max 2}$ )

$C_r$  : le creux relatif ( $C_r=(I_{\max 2}-I_{\text{creux}})/I_{\max 2}$ )

$\Delta\omega$  : la largeur de la raie à mi-hauteur.

#### 3.1. Dans un plasma d'argon (Ar<sup>+17</sup>):

Nous remarquons que la raie Ly- $\alpha$  dans un milieu non homogène devient moins large (d'environ 4%), cependant le rapport entre les intensités des pics diminue d'environ 45,2% (Tableau 1) ; le creux relatif augmente de 27,5%. Nous pouvons en déduire que la raie Ly- $\alpha$  est affecté par l'opacité du milieu non homogène et la Figure 1 montre une redistribution de rayonnement.

Dans la raie Ly- $\beta$  nous remarquons un élargissement d'environ 4% à cause de la non homogénéité du milieu, comme on observe une augmentation du creux relatif d'environ 9% (Tableau 2, Figure 2).

**Tableau 1 : Effet d'opacité sur la raie Ly- $\alpha$  de l'Ar<sup>+17</sup> dans un milieu non homogène.**

//////	$\Delta\omega(\text{eV})$	R	$C_r$
Milieu homogène	1,68	2,61	0,58
Milieu non homogène	1,61	1,43	0,74

**Tableau 2 : Effet d'opacité sur la raie Ly- $\beta$  de l'Ar<sup>+17</sup> dans un milieu non homogène.**

//////	$\Delta\omega(\text{eV})$	R	$C_r$
Milieu homogène	21,5	1,07	0,33
Milieu non homogène	22,35	1,09	0,30

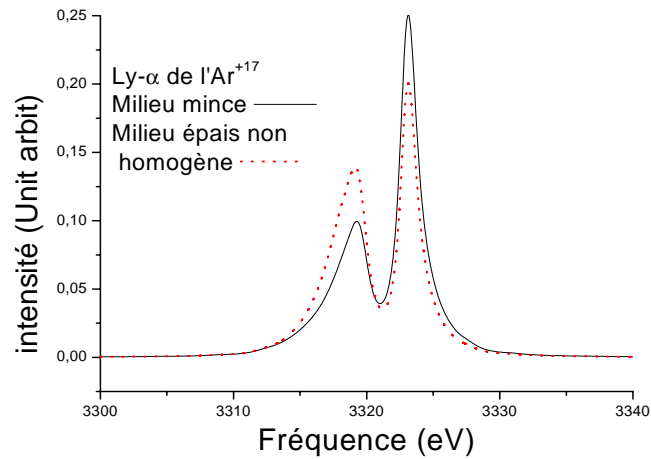


Figure 1: Effet de la non homogénéité du milieu sur l'opacité pour la raie Ly-β de l'Ar<sup>+17</sup>.

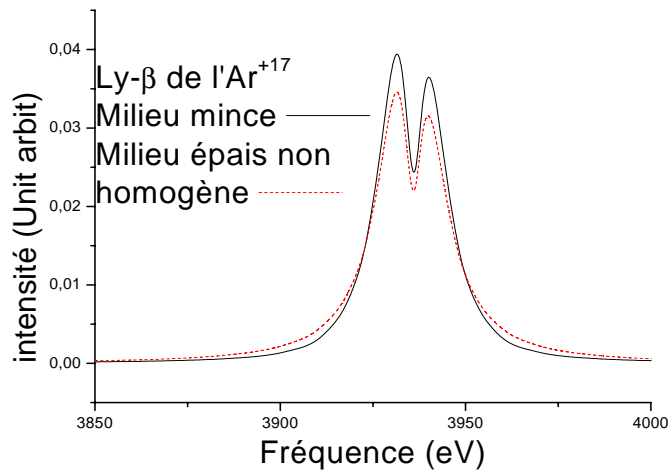


Figure 2 : Effet de la non homogénéité du milieu sur l'opacité pour la raie Ly-α de l'Ar<sup>+17</sup>.

### 3.2. Dans un plasma d'aluminium (Al<sup>+10</sup>) :

Dans la raie 2s-3p, la largeur dans l'expérience est de  $\Delta\lambda=0,25\text{A}^\circ$ , cependant dans le milieu non homogène optiquement épais, la largeur de la raie est de  $0,17\text{A}^\circ$  (Figure 3), la différence est peut être due à plusieurs effets.

Dans la raie 3p-4d, nous remarquons que la largeur de la raie à mi-hauteur dans un milieu optiquement épais et non homogène est de  $\Delta\lambda=0,51\text{A}^\circ$ , alors que celle de l'expérience est de  $\Delta\lambda=0,58\text{A}^\circ$ , le creux relatif obtenu dans notre calcul diffère de l'expérience d'environ 62% (Tableau 3, Figure 4).

Tableau 3 : La raie 3p-4d de l'Al<sup>+10</sup> dans un milieu non homogène.

//////	$\Delta\lambda(\text{A}^\circ)$	R	C <sub>r</sub>
Résultats expérimentaux	0,58	1,33	0,20
Milieu non homogène	0,51	1,004	0,53

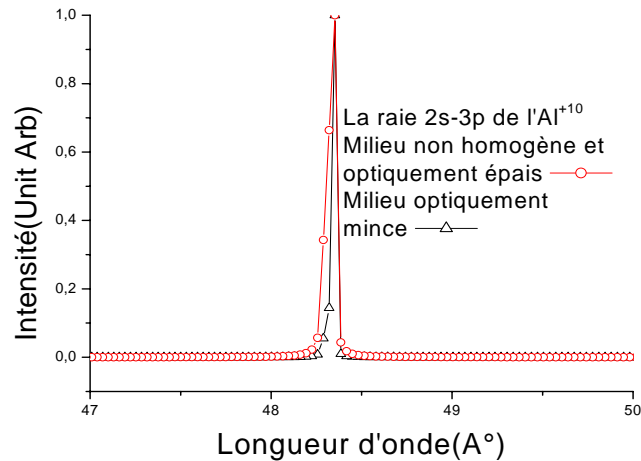


Figure 3 : Effet de la non homogénéité du milieu sur l'opacité pour la raie 2s-3p de l' $Al^{+10}$ .

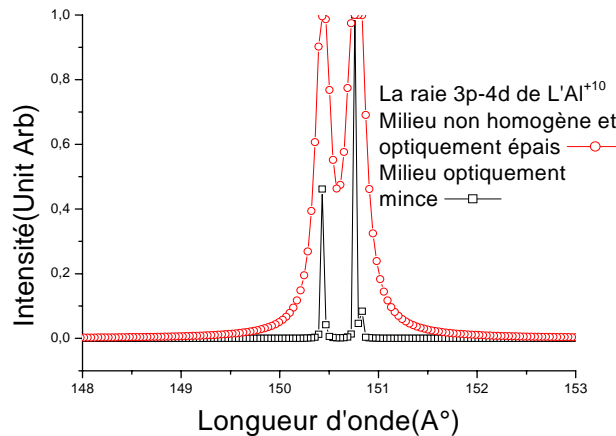


Figure 4 : Effet de la non homogénéité du milieu sur l'opacité pour la raie 3p-4d de l' $Al^{+10}$ .

#### 4. Conclusions

Le traitement complet de rayonnement est un problème compliqué. Ce traitement doit refléter les processus atomiques, la statistique du photon et la géométrie du milieu émetteur.

Les travaux expérimentaux de Klisnick et al. [1] sur les lasers d'Aluminium lithioïde et de Magnésium prouvent que pour des épaisseurs différentes de plasma ils ont des spectres différents. Les résultats expérimentaux justifient l'utilité des investigations du transfert radiatif dans les plasmas des rayons X pour le diagnostic des inversions de population relié à l'amplification de l'émission spontanée d'aluminium et de magnésium lithioïde.

Nous avons traité les raies Ly- $\alpha$  et Ly- $\beta$  de l' $Ar^{+17}$  dans des cas de gradients de température et de densité et nous avons remarqué que ces raies sont affectées par la non homogénéité du milieu.

Les raies 2s-3p et 3p-4d ont aussi présenté une redistribution de rayonnement qui a comme source les gradients de température et de densité.

D'après ces résultats nous pouvons en conclure que le non homogénéité des milieux joue un rôle important sur l'effet d'opacité.

## Références

- [1] A. Klisnick, P. Jeaglé, G. Jamelot, A. Carillon; Spectral Line shapes; **3**, 157(1985), Walter de Gruyter & Co., Berlin. New York- Printed in Germany.
- [2] S. J. Davidson, J. Foster, C. C. Smith, K. A. Warburton, S. J. Rose; Appl. Phys. Lett. **52**, 847 (1988); S. J. Davidson, C. L. S. Lewis, D. O'Neil, S. J. Rose, J. Foster, C. C. Smith; Laser Interaction with Matter (Edited by G. Velarde, E. Minguez, and J. Perlado). World Scientific, Singapore (1989).
- [3] I. E. Golovik, R. C. Mancini; JQRST **65**, 273 (2000).
- [4] K. Chenini, F. Khelfaoui, M. T. Meftah; Spectral line Shapes; **11**, Edited by J. Seidel, AIP Conference Proceeding 559, AIP, N. Y., 36, Berlin (2000).
- [5] K. Chenini, "Thèse de Magister" Centre Universitaire de Ouargla, Algérie (2000).
- [6] K. Chenini, F. Khelfaoui, M. T. Meftah; Spectral line Shapes; **15**, Edited by M. A. Gigosos and M. A. Gonzalez, AIP conference Proceeding 1058, AIP, N. Y., 337, Spain (2008).
- [7] C. E. Siewert; JQRST **64**, 109 (2000).