

SPECTRE DE RAIES D'EMISSION D'UNE TORCHE A PLASMA EN UTILISANT LA TECHNIQUE DE L'INVERSION D'ABEL

Soumaya LEMKEDDEM* et Fethi KHELFAOUI[†]

Département de physique, Laboratoire de Développement des Energies Nouvelles et Renouvelables en Zones Arides et Sahariennes, Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur, Université de Ouargla, Ouargla, 30000 Algérie
**lemkeddem10@yahoo.fr ; [†]fethi.khelfaoui@gmail.com*

RÉSUMÉ : Dans le but d'étudier le rayonnement émis par les plasmas dans les torches à plasmas pour la sidérurgie, nous proposons un modèle numérique pour le calcul des profils des intensités intégrées sur différentes lignes de visée. Nous calculons le profil local en utilisant la fonction de Voigt en introduisant les différentes causes d'élargissements et de déplacements. Les transformations des valeurs locales aux valeurs intégrées et le contraire est possible avec la technique de l'inversion d'Abel que nous utilisons et résolvons son intégrale par une méthode matricielle. Nous montrons que l'utilisation de cette technique dans le cas des raies de l'ArI (696,54 nm et 706, 72nm) est indispensable tandis que dans le cas des raies de l'hydrogène (3p-2s) 656,272 nm et (3d-2p) 656,285 nm elle n'a pas d'influence pour les conditions considérées. Ce qui a été adopté dans les travaux d'autres auteurs.

MOTS-CLÉS : Torche à plasma, spectroscopie des plasmas, profil de raie, sidérurgie, propriétés physiques, inversion d'Abel, effet Stark.

ABSTRACT: To study the radiation emitted by plasmas in the plasma torches for welding, we have proposed a numerical model to calculate the profiles of the intensities integrated on the various lines of sight. We have calculated the local profile by using the function of Voigt and by introducing the various causes of widths and shifts. The transformation of the local values into the integrated values and the opposite are possible with the technique of the Abel inversion which we used and solved the integral by a numerical method. We found that the use of this technique in the case of the lines of ArI (696, 54 nm and 706, 72nm) is essential while in the case of the lines of hydrogen (3p-2s) 656,272nm and (3d-2p) 656,285 nm it is not necessary for the considered conditions. What was adopted by some works.

KEYWORDS: Plasma torch, spectroscopy of plasmas, profile of line, welding, physical properties, Abel inversion, Stark effect.

1. Introduction

Les techniques de soudage sont en pleine évolution ; les premières réalisations soudées ou brasées remontent à l'âge de bronze, et ce n'est que depuis le début du 20^{ième} siècle que la maîtrise d'un arc électrique a permis de réaliser la fusion puis la solidification de matériaux pour constituer un assemblage nommé soudage. Dès la fin de la seconde guerre mondiale des constructions soudées sont utilisées dans beaucoup de domaines. Le diagnostic dans les plasmas peut être réalisé et développé par des méthodes spectroscopiques. L'analyse du spectre des raies émises par le plasma (les positions des raies, les élargissements et les profils des raies) permet de définir les différentes espèces et leurs degrés d'ionisation, ainsi que les conditions physiques telles que la température, les densités et les vitesses. Les émissions atomiques peuvent provenir du gaz du plasma ou d'un élément traceur. Dans le but d'étudier le rayonnement émis par les plasmas dans les torches à plasmas pour la sidérurgie, nous proposons un modèle numérique pour le calcul des profils des intensités intégrées sur les différentes lignes de visée à partir des intensités locales. Il est nécessaire de connaître quelques résultats expérimentaux où calculés sur les distributions radiales et axiales des températures, des densités, du degré d'ionisation et des vitesses dans le plasma des torches. S. M. Aithal et al [1] ont proposé un modèle numérique pour l'écoulement du plasma dans un arc transféré. En utilisant les propriétés du milieu plasma (Températures, densités, vitesses...) nous calculons le profil de l'intensité locale $I(r)$ ou $I(r,\omega)$ et nous déduisons le profil des intensités

intégrées $I(y)$ ou $I(y,\omega)$. A noter que le profil mesuré expérimentalement est celui des intensités intégrées. Le jet d'une torche à plasma présente une symétrie cylindrique, et ceci permet d'utiliser l'inversion d'Abel [2] pour remonter aux grandeurs locales. Généralement, ces plasmas présentent des gradients de densité et de température. L'inversion d'Abel tient compte de la transformation des valeurs sur des lignes de visée aux valeurs localisées. Cette technique a été appliquée au cours des années par d'autres auteurs [3,4].

2. Calcul des intensités locales des raies spectrales

Les transitions radiatives choisies dans notre travail sont celles de l'Ar I (696,54 nm et 706,72nm) et les raies de l'hydrogène (3p-2s) 656,272 nm et (3d-2p) 656,285 nm. Les raies spectrales observées en émission ne sont pas minces, elles ont une certaine largeur et un certain profil qui donne la répartition de l'intensité autour de la fréquence centrale.

Les différentes causes d'élargissements sont :

- L'élargissement naturel: il ne dépend que de l'émetteur et donne l'allure d'un profil Lorentzien.
- L'élargissement Doppler: Il se manifeste par la modification de la fréquence durant les mouvements relatifs de la source et de l'observateur, et on constate deux types : l'effet Doppler statistique dû aux vitesses thermiques des émetteurs et l'élargissement Doppler dû aux mouvements d'ensemble des particules de jet de plasma.
- L'élargissement Stark: il est causé par l'interaction des particules chargées (ions, électrons). Pour les conditions expérimentales considérées dans notre étude l'élargissement ionique est négligeable. L'élargissement Stark électronique peut être exprimé en fonction de la température et la densité électronique [5]:

$$\Delta \omega (eV) = A \frac{N_e (cm^{-3})}{T (K)} \quad (5)$$

Où A est une constante pour chaque transition radiative. Le profil d'une raie élargi par effet Stark électronique est Lorentzien.

- Effet Zeeman: Chaque raie émise par un ion ou un atome soumis à un champ magnétique se décompose en un certain nombre de raies. Cette décomposition des raies provient en fait de la levée de dégénérescence des niveaux par effet Zeeman. Ces déplacements sont négligeables pour les conditions expérimentales considérées [6].
- Profils composés: Plusieurs causes agissent simultanément pour élargir une raie, il faut trouver le profil composé. Nous avons calculé le profil local en utilisant la fonction de Voigt en introduisant les différentes causes d'élargissements et de déplacements. La fonction de Voigt est généralement approximée par une fonction simple en particulier gaussienne [7] :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta \nu_0} \exp \left\{ - \left[\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_0} \right]^2 \right\} \quad (6)$$

Grâce à une largeur équivalente $\Delta \nu_0$;

$$\Delta \nu_0^2 = \Delta \nu_L^2 + \Delta \nu_D^2 \quad (7)$$

$\Delta \nu_L$: L'élargissement du profil Lorentzien (naturel et Stark)

$\Delta \nu_D$: L'élargissement du profil Gaussien (Doppler)

3. Inversion d'Abel

L'inversion d'Abel tient compte de la transformation des valeurs sur des lignes de visée aux valeurs localisées. Elle a été considérée au cours des années par beaucoup d'auteurs [3, 4, 8-10]. Il y a plusieurs méthodes pour traiter la technique de l'inversion d'Abel. La méthode numérique

transforme l'équation d'inversion d'Abel à une somme permettant un traitement d'ensembles discrets de données.

3. 1. L'intégrale d'Abel

L'intensité observée dans une ligne de visée $I(y)$ est une mesure intégrée provenant de l'intensité rayonnée par chaque élément de volume à la distance r du centre. Chaque fois que les densités et les températures varient suivant la ligne de visée, les coefficients d'émission locale peuvent être calculés à partir des intensités observées par un procédé intégral d'inversion d'Abel. L'état du plasma ou certaines propriétés atomiques peuvent être conclues à partir des mesures ou des profils locaux calculés [11]. On suppose que le plasma est de symétrie de révolution cylindrique et que la variation suivant l'axe de symétrie Oz est lente. Dans les plasmas optiquement minces de rayon R l'intensité $I(y, \omega)$ le long d'une ligne de visée est donnée par [10]:

$$I(y, \omega) = 2 \int_0^{(R^2 - y^2)^{1/2}} I(r, \omega) dx = 2 \int_y^R \frac{I(r, \omega) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (8)$$

Avec $y^2 = r^2 - x^2$ et $I(r, \omega)$ est l'intensité locale du plasma à une distance r du centre du cylindre.

L'inversion d'Abel inverse est un outil mathématique permettant de remonter aux grandeurs locales :

$$I(r, \omega) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{I'(y, \omega) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{I'(x, \omega) dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} \quad (9)$$

Où $I'(y, \omega)$ est la dérivée de $I(y, \omega)$.

3. 2. Résolution de l'intégrale

Pour résoudre l'intégrale nous avons choisi une méthode matricielle [12]. On suppose que le plasma est constitué de n coquilles cylindriques. Le coefficient d'émission volumique (intensité locale) ε_k dans la coquille k est supposé constant de r_k à r_{k+1} . L'intensité observée sur une ligne de visée qui correspond à $y = r_i$ dépend de tout les ε_k où k varie de i jusqu'à $n-1$. On peut écrire alors :

$$I_i = 2 \sum_{k=i}^{n-1} \varepsilon_k \int_{r_k}^{r_{k+1}} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_i^2}} \quad (10)$$

L'intégrale peut être simplifiée et transformée en [6]:

$$I_i = 2\Delta r \sum_{k=i}^{n-1} \varepsilon_k A_{ki} \quad (11)$$

Où A est une matrice dont les éléments sont les A_{ki} :

$$A_{ki} = \left[(k+1)^2 - i^2 \right]^{1/2} - \left[k^2 - i^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$

Et les coefficients :

$$\varepsilon_i = \frac{1}{A_{ii}} \left(\frac{1}{2\Delta r} I_i - \sum_{k=i+1}^{n-1} \varepsilon_k A_{ki} \right) \quad (13)$$

Pour la dernière coquille:

$$\varepsilon_n = 0 \quad (14)$$

On a: $A_{k0} = k+1-k = 1$ et $A_{00} = 1$

$$\varepsilon_{n-1} = \frac{1}{A_{(n-1)(n-1)}} \frac{1}{2\Delta r} I_{N-1} \quad (15)$$

$$\varepsilon_{n-2} = \frac{1}{A_{(n-2)(n-1)}} \frac{1}{2\Delta r} I_{N-2} - A_{(n-1)(n-2)} \varepsilon_{n-1} \quad (16)$$

La conversion des valeurs locales aux valeurs détectées sur une ligne de visée et le contraire sont possibles par les relations suivantes :

$$I(y) = 2\Delta r . A . \varepsilon(r) \quad (17)$$

$$\varepsilon(r) = \frac{1}{2\Delta r} . A^{-1} . I(y) \quad (18)$$

Où A^{-1} est la matrice inverse de A. On note que $I(y)$ et $\varepsilon(r)$ se rapportent à une même fréquence, et que l'inversion d'Abel doit être exécutée pour un nombre suffisant de fréquences.

4. Résultats et discussions

4.1. Raies spectrales de l'Argon

Les transitions radiatives choisies sont celles de l'Ar I (696,54 nm et 706,72nm) avec des gradients de température et densité autour de $T=16000$ K et $N_e=3.43 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Dans le cas de l'utilisation des raies de l'argon les intensités intégrées obtenues $I(y, \omega)$ à partir des intensités locales $I(r, \omega)$ peuvent être présentées en fonction de y et de ω comme le montre la figure 1 et elles peuvent être normalisées (Figure 2), ce qui nous permet de bien comparer les rapports entre pics et les largeurs à mi hauteur.

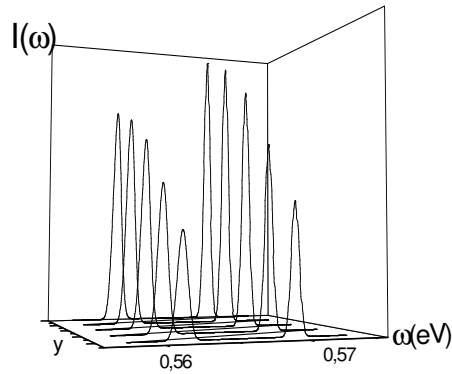


Figure 1 : Vue sur l'évolution des intensités intégrée suivant quelques valeurs de y entre 0 et 0.5R

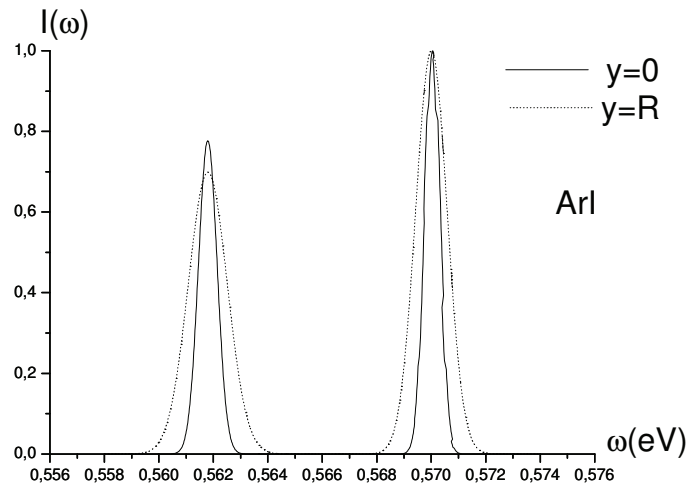


Figure 2 : Exemples sur des intensités intégrés ($y = 0, y = R$)

La figure 3 montre la variation du rapport entre les pics des deux raies de l'Ar I suivant la ligne de visée y . Nous remarquons que cette variation présente deux comportements : le premier lent pour $0 \leq y \leq 0.5R$ et le deuxième rapide pour $0.75R \leq y \leq R$.

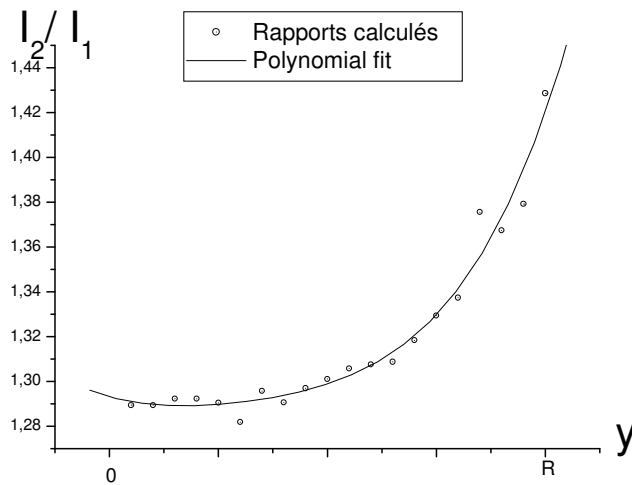


Figure 3 : Variation du rapport entre intensités en fonction de y

La figure 4 montre la variation des largeurs à mi-hauteur de la raie 696.54nm de l'Ar I suivant la ligne de visée y . Cette variation présente, aussi, deux comportements : le premier lent pour $0 \leq y \leq 0.5R$ et le deuxième rapide pour $0.75R \leq y \leq R$.

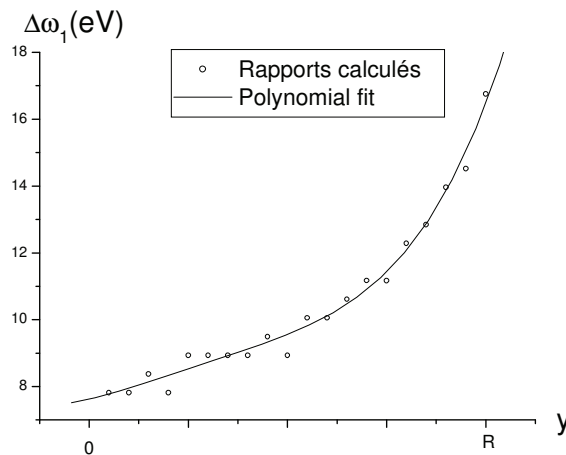


Figure 4 : Variation de la largeur à mi-hauteur en fonction de y .

Si au cours des mesures le milieu est considéré homogène, avec les conditions relatives à celle de $y=0.5R$, on relève des erreurs sur les intensités intégrées pour $y=0$ et $y=R$. Le tableau 1 [6] montre ces erreurs.

Tableau 1 : Rapport entre intensités et largeurs à mi hauteur pour les profils des intensités intégrés $I(y=0, \omega)$, $I(y=0.5R, \omega)$, $I(y=R, \omega)$.

	I2/I1	Erreur%	$\Delta\omega_1$ (eV)	Erreur%	$\Delta\omega_2$ (eV)	Erreur%
$y=0$	1.28667	+1.044	8.376E-4	+6.670	7.272E-4	+7.506
$y=0.5R$	1.30011	0	8.9347E-4	0	7.8178E-4	0
$y=R$	1.4327	-9.254	13.40E-4	-33.323	13.96E-4	-43.998

Pour les déplacements Doppler et pour les cas considérés, les grandeurs des vitesses, n'ont pas une influence remarquable sur les profils des raies. Nous avons utilisé [6] les intensités intégrées obtenues dans les résultats du calcul précédant pour tester la validation du modèle qui nous permet d'obtenir des intensités locales à partir des intensités intégrées. Nous avons trouvé que les profils des intensités locales calculées et les profils des intensités locales du résultat précédent sont identiques, cela signifie que nous pouvons obtenir des intensités locales à partir des intensités intégrées.

4.2. Raies spectrales de l'hydrogène

Les transitions radiatives choisies sont les raies de l'hydrogène (3p-2s) 656,272 nm et (3d-2p) 656,285 nm, avec des gradients de température et densité autour de $T=16000$ K et $N_e=3.43 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Sur la figure 5 on trouve des exemples sur les intensités intégrées obtenues à partir des intensités locales dans le cas de l'utilisation des raies de l'hydrogène.

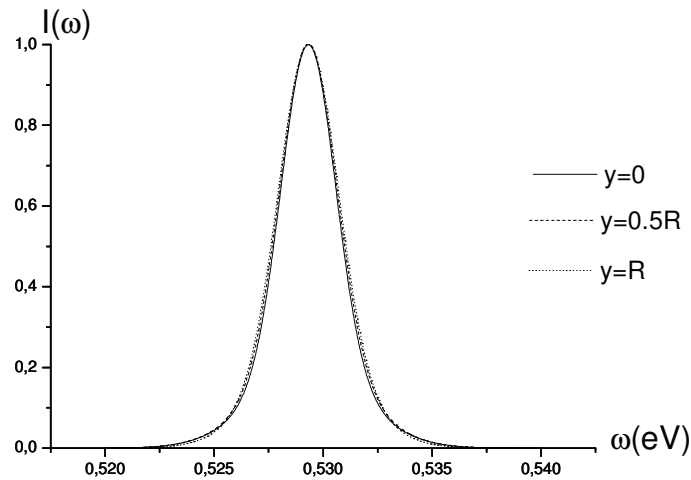


Figure 5 : Exemples sur des intensités intégrés dans le cas des raies de l'hydrogène.

Si au cour des mesures le milieu est considéré homogène, une prise par exemple sur $y=0.5R$ conduit à des erreurs sur les quantités des intensités intégrés pour $y=0$ et $y=R$, comme le montre le tableau [6]:

Tableau 2 : Erreurs sur les positions $y=0$ et $y=R$ (Milieu homogène, prélèvement sur $y=0.5R$)

y	0	0.5R	R
Largeur mi-hauteur	0.00321	0.00328	0.00356
Erreur %	+2.18	0	-7.87

4.3. Comparaison qualitatives des résultats avec ceux d'autres auteurs

Dans notre travail nous avons trouvé que l'utilisation de l'inversion d'Abel n'est pas nécessaire pour les raies de l'hydrogène, et elle est indispensable pour les raies de l'argon. Ce résultat est en accord avec les travaux suivants:

- L.O. Vilarinho et A. Scotti [2]: ils ont déterminé les températures en utilisant les raies de l'Ar I et l'Ar II. L'inversion d'Abel est utilisée.
- F. Bourg et al [13]: ils ont utilisé les raies H_{β} de l'hydrogène pour la détermination de la densité électronique ; les erreurs étaient de 2%. Tandis que l'utilisation des raies de ArI a conduit à une précision tout à fait faible sans une grande signification. Les auteurs n'ont pas utilisé l'inversion d'Abel.
- M. Jasiński et al [14]: Ils ont déterminé la densité électronique en utilisant une méthode basée sur l'élargissement Stark de H_{β} . Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux observés par d'autres chercheurs. L'inversion d'Abel n'est pas utilisée

5. Conclusion

L'obtention des intensités locales à partir des intensités intégrées est possible avec la méthode de l'inversion d'Abel. L'utilisation de la technique peut être un moyen de diagnostic des données locales du plasma à partir des intensités intégrées. Le modèle proposé avec une méthode matricielle est validé. Dans le cas des raies de l'ArI (696,54 nm et 706.72 nm) le rapport entre intensités et les largeurs à mi hauteur varient d'une façon remarquable suivant la position du prélèvement. La considération d'un milieu homogène ($T=16000$ K, $N_e=3.43 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) mène à des erreurs de l'ordre de 10 % sur les rapports entre intensités et des erreurs de l'ordre de 56 % sur les largeurs à mi-hauteur. L'utilisation de l'inversion d'Abel dans ce cas est indispensable. La considération d'un milieu homogène avec une densité électronique constante mène à des erreurs qui peuvent être

acceptable si le choix de Ne est bon. La considération d'un milieu homogène avec une température constante mène à des erreurs considérables notamment avec les largeurs à mi hauteur. Pour l'obtention des intensités intégrées cas des raies de l'hydrogène nous avons présenté les profils des intensités intégrées obtenues et nous avons calculé les erreurs qui peuvent être dans le cas de considérer le milieu homogène. Dans le cas d'utilisation des raies de l'hydrogène (3p-2s) 656,272nm et (3d-2p) 656,285 nm les erreurs sur les largeurs à mi hauteur en considérant le milieu homogène peuvent arriver jusqu'à 9%. Les largeurs à mi hauteur varient légèrement suivant la position du prélèvement.

Références

- [1] S. M. Aithal et V. V. Subramaniam ; J. Appl. Phys, Vol. 84, No. 7 (1998)
- [2] L. O. Vilarinho et A. Scotti ; J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng, Vol. XXVI, No. 1, (2004)
- [3] R. Alvarez, A. Rodero et M.C. Quintero ; *Spectrochimica Acta Part B* 57, 1665–1680(2002)
- [4] M. Kalal et K. A. Nugent ; *Appl. Opt.*, **27**, n 10 (1988)
- [5] F. Khelfaoui ; communication privée
- [6] S. Lemkeddem ; *Mémoire de magister*, Université de Ouargla (2008)
- [7] D. Babonneau, G. Damamme, A. Decoster, S. Jacquemot, J. Lachkar, O. Peyrusse et J. Tassart ; *La Fusion Thermonucléaire Inertielle Par Laser* ; partie 1 volume 2; Edition Eyrolles (1993)
- [8] O. H. Nestor et H. N. Olsen ; *S.I.A.M. Review*, **2**(3) pp. 200-207 (1960)
- [9] W. L. Barr ; *J. Opt. Soc. Am.* **52**, n 8 (1962)
- [10] M. Deutsch et I. Beniaminy ; J. Appl. Phys. **54** (1) (1983)
- [11] H.R. Griem ; "Plasma Spectroscopy"; Mc Graw-Hill; New York (1964)
- [12] S.L. Jackson ; *Thèse de master* ; Université de Washington (2003)
- [13] F. Bourg, S. Pellerin, D. Morvan, J. Amouroux et J. Chapelle ; *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 2281–2290 (2002)
- [14] M. Jasiński, J. Mizeraczyk et Z. Zakrzewski ; XVth International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse, France, 5-10 (2004).