Classification
Physics Abstracts
52.80 — 32.60

Mesures du déplacement de la raie 703 nm de l'argon : application à la détermination de la densité électronique dans un plasma d'argon

J. M. Badie, E. Billou et G. Vallbona

Institut de Science et de Génie des Matériaux et Procédés, B.P. N° 5, Odeillo, 66120 Font-Romeu, France

(Reçu le 25 octobre 1989, révisé le 18 janvier 1990, accepté le 13 février 1990)

Résumé. — Nous avons mesuré le déplacement de la raie 703 nm de l'argon neutre en fonction de la densité électronique dans un arc d'argon-hydrogène à pression atmosphérique. Il varie de 0,03 nm à 0,5 nm entre 10^{15} et $6,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et est, dans tous les cas, supérieur à ce que prévoit la théorie sur l'effet Stark pour cette raie. Ces mesures nous ont permis de déterminer la densité électronique dans un plasma d'argon pur. Les résultats que nous présentons sur la raie 696,5 nm permettent une comparaison avec d'autres travaux.

Abstract. — The shift evolution of the 703 nm argon line *versus* electron density was measured in an argon-hydrogen arc operated at atmospheric pressure. The line shift varied from 0.03 nm to 0.5 nm when electron density increased from 10^{15} to $6.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Experimental values were always higher than theoretical Stark shifts for this line. The electron density in an argon arc discharge was determined from those measures. Results about the 696.5 nm line allow a comparison with other works.

1. Introduction.

L'effet Stark est l'une des principales causes d'élargissement et de déplacement des raies d'émission dans les plasmas thermiques. Les élargissements qu'il induit sont, généralement, utilisés pour déterminer la densité électronique dans ces milieux. La raie H β (486,1 nm) de l'hydrogène qui a fait l'objet de nombreuses études [1, 2, 3] permet les mesures les plus précises. Toutefois, l'hydrogène introduit à cet effet, même en faible pourcentage, modifie quelque peu les caractéristiques du milieu. Pour éviter les perturbations qui en découlent, on recherche des sondes, propres au système, qu'il convient d'étalonner par rapport à la raie H β . Il en est ainsi, entre autres, des raies d'argon 549,5 nm [4] ou d'azote 491,4 et 493,5 nm [5] dont l'élargissement par effet Stark est mis à profit pour des mesures de densité électronique.

L'amplitude du déplacement des raies est plus faible que celle de leur élargissement. C'est, probablement, l'une des raisons qui font que le déplacement n'est pas exploité pour les mesures de densité. Son utilisation peut présenter, néanmoins, certains avantages qui ont guidé notre choix dans la recherche d'une méthode applicable dans le cas de plasmas thermiques d'argon à pression atmosphérique. Parmi les raies de l'argon susceptibles de présenter un

déplacement important, nous avons retenu la 703 nm pour son intensité et sa proximité à la raie 696,5 nm.

2. Dispositif expérimental et mode opératoire.

Le dispositif de mesures spectroscopiques que nous utilisons est représenté sur la figure 1.

La source plasma est un arc de 80 mm de longueur et de 6 mm de diamètre, stabilisé par parois. Sur 50 % de sa longueur, l'arc est stabilisé par une paroi à haute température constituée par de l'alumine liquide ($T > 2\,323 \text{ K}$). La description détaillée de ce dispositif et de ses principales caractéristiques de fonctionnement sous argon a récemment été donnée par ailleurs [6]. Le gaz plasmagène utilisé ici est un mélange argon-hydrogène (5 %) ; un hublot de visée permet d'observer la colonne d'arc en son milieu.

La lumière émise par l'arc est analysée par un monochromateur, montage Czerny-Turner, de focale 600 mm, équipé d'un réseau plan de 1 200 traits/mm. Le détecteur est la barette de 512 photodiodes d'un analyseur optique multicanaux (modèle 1 450 EGG). Cet ensemble permet une analyse instantanée sur un domaine spectral de l'ordre de 15 nm. On peut donc enregistrer simultanément, dans le cas de l'argon, les trois raies « 703 nm, 696,5 nm et 706,7 nm ». La dispersion est, dans ce

Fig. 1. — Dispositif expérimental.

[Experimental device.]

domaine, de 1 nm/mm, soit 0,029 nm par photodiode.

Le poids du dispositif de production de l'arc ne permet pas d'envisager le déplacement de la source avec la précision que nécessite son exploration radiale. Nous avons donc choisi d'explorer, à l'aide d'une fibre optique, l'image de la section de colonne d'arc donnée avec un grandissement 1 par la lentille L (focale 300 mm, diamètre 36 mm). La fibre, en silice-silice, a un diamètre utile de 200 μm , une longueur de 500 mm et une ouverture numérique de 0,19. En l'absence de toute contrainte mécanique (microcourbures) elle ne modifie pas notablement le cône de propagation des faisceaux injectés dont l'angle ($1,7^\circ$) est, dans nos conditions d'analyse, toujours inférieur à l'angle d'ouverture (11°) de la fibre. Une extrémité de la fibre est fixée devant la fente (50 μm) d'entrée du monochromateur, l'autre se déplace dans le plan de l'image de l'arc. Le déplacement est réalisé à l'aide d'un moteur pas à pas (1 μm par pas) piloté, ainsi que le système d'acquisition des données, par un microordinateur Apple 2E.

Pour chaque corde visée, on enregistre simultanément les trois raies d'argon, puis la raie $H\beta$ qui sert de référence pour la mesure de densité électronique. Le déplacement de la raie « 703 nm » émise par l'arc, est mesuré par rapport à la position de cette même raie donnée par une lampe argon basse pression. Cette lampe nous permet de définir un

repère fixe dont l'origine est l'une des photodiodes du détecteur. Un étalonnage préalable de la réponse du détecteur est, en outre, systématiquement effectué à l'aide d'une lampe à ruban de tungstène. Les profils locaux d'émission sont reconstitués après transformation d'Abel de la réponse de chacune des photodiodes qui décrivent les raies. La méthode de calcul que nous utilisons est décrite par Andanson [7].

3. Calcul du déplacement et de l'élargissement Stark de la raie « 703 nm ».

Griem [1, 8] propose des paramètres pour le calcul des élargissements $\Delta\lambda$ et des déplacements $\delta\lambda$ Stark d'un certain nombre de raies d'atomes en fonction de la température. Le tableau I donne ceux de la raie « 703 nm » de l'argon neutre [1] pour une densité électronique de 10^{16} cm^{-3} .

Les expressions de $\delta\lambda$ et $\Delta\lambda$ applicables dans nos conditions sont de la forme [9] :

$$\delta\lambda = \left[\frac{d}{w} + 2B \right] 10^{-16} w N_e$$

$$\Delta\lambda = 2[1 + 1,75 B] 10^{-16} w N_e$$

avec

$$B = 10^{-4} \alpha N_e^{1/4} [1 - 0,068 N_e^{1/6} T^{-1/2}]$$

où d et w sont respectivement le déplacement et la demi-largeur à mi-hauteur dus aux électrons et α un

Tableau I. — Paramètres Stark de la raie 703 nm de l'argon.

[Stark Parameters for 703 nm argon Line.]

T (K)	w (nm)	d (nm)	α
5 000	0,0500	0,0575	0,095
10 000	0,0600	0,0608	0,083
20 000	0,0719	0,0584	0,073

paramètre qui caractérise l'élargissement dû aux ions.

Nous présentons, sur la figure 2, les variations théoriques du déplacement et de l'élargissement Stark de cette raie pour des conditions de température et de densité électronique caractéristiques des plasmas thermiques que nous étudions. Les courbes a et b sont calculées pour des températures fixées, respectivement, à 8 000 K et 14 000 K et les courbes c, pour un milieu en équilibre thermodynamique (couple $N_e - T$ issu d'un calcul de composition). Ces calculs montrent que le déplacement est moins dépendant de la température et des conditions d'équilibre que l'élargissement. Entre 8 000 K et 14 000 K, il varie en effet de moins de 3 %, alors que la variation de largeur est de l'ordre de 20 % pour

une même valeur de N_e . Pour déterminer la densité électronique nous avons donc choisi de ne considérer que le déplacement dont les variations, dues à la seule température, semblent pouvoir être négligées dans nos conditions expérimentales.

4. Résultats expérimentaux. Discussion.

4.1 TEMPÉRATURE. — Les températures sont mesurées à l'aide des trois raies d'argon dont les caractéristiques [10] sont rapportées au tableau II. La dispersion des valeurs obtenues sous argon pur, par la méthode des intensités absolues, pour chacune de ces trois raies reste toujours nettement inférieure [11] à la précision des mesures. La figure 3 donne un exemple des résultats dans le cas d'un arc de 50 A et 70 V établi dans un écoulement de 200 Nlh⁻¹ d'argon

Tableau II. — Caractéristiques des trois raies d'argon.

[Characteristics of argon Lines.]

transition	λ (nm)	E_K (cm ⁻¹)	g_K	A_{KI} (10 ⁶ s ⁻¹)
1s ₅ -2p ₂	696,543	107 496	3	6,70
2p ₉ -3s ₅	703,025	119 683	5	2,78
1s ₅ -2p ₃	706,722	107 290	5	3,96

Fig. 2. — Evolutions des élargissements $\Delta\lambda$ (1) et des déplacements $\delta\lambda$ (2) Stark de la raie 703 nm en fonction de la densité électronique. a) $T = 8\,000$ K ; b) $T = 14\,000$ K ; c) $T = f(N_e)$, ETLC.

[Theoretical variations of the Stark widths $\Delta\lambda$ (1) and shifts $\delta\lambda$ (2) of ArI line against electron density. $T = 8\,000$ K ; b) $T = 14\,000$ K ; c) $T = f(N_e)$, ETLC.

Fig. 3. — Profils des températures déterminées par intensité absolue de raies dans un arc d'argon à 50 A : 1) 696,5 nm ; 2) 703 nm ; 3) 706,7 nm.

[Profiles of the temperatures determined from absolute line intensities in a 50 A argon arc : 1) 696,5 nm ; 2) 703 nm ; 3) 706,7 nm.]

pur. Nous pouvons en conclure que, dans nos conditions d'analyse géométrique et spectrale l'autoabsorption de ces raies est du même ordre de grandeur. Divers travaux montrent par ailleurs [12, 13, 14] que l'épaisseur optique au centre de la raie 696,5 nm reste toujours suffisamment faible (inférieure à 0,3) pour que l'incidence de l'absorption sur les mesures de température [13] ou de la largeur de la raie [14] soit toujours négligeable. On peut donc appliquer, dans de bonnes conditions, la méthode de rapport des intensités pour les couples 706,7-703 et 696,5-703. Les températures ainsi mesurées au milieu de la colonne d'un arc fonctionnant à 68 A (100 V) dans le mélange 95 % Ar-5 % H₂ (200 Nlh⁻¹) varient de 12 500 K sur l'axe à 8 700 K en périphérie ($r = 3$ mm) de la décharge.

4.2 ETALONNAGE DU DÉPLACEMENT EN FONCTION DE N_e . — La figure 4 montre l'évolution des profils de la raie H β enregistrés pour diverses hauteurs de visée h , définies par rapport à l'axe de l'arc fonctionnant à 68 A. Pour des raisons de clarté, nous n'avons représenté sur cette figure que 4 des 15 profils relevés. L'évolution radiale de la densité électronique est déterminée à partir des mesures de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de la raie H β à l'aide de la relation :

$$N_e = C(N_e, T) \Delta\lambda^{3/2}$$

dont les valeurs de $C(N_e, T)$ sont tabulées [8].

Fig. 4. — Evolution des profils enregistrés de la raie H β 486,1 nm. 1) $h = 0$, 2) $h = 1$ mm, 3) $h = 2$ mm, 4) $h = 2,6$ mm.

[Variation of the recorded profiles of H β 486,1 nm. 1) $h = 0$, 2) $h = 1$ mm, 3) $h = 2$ mm, 4) $h = 2,6$ mm.]

Les profils de la raie « 703 nm », enregistrés pendant le même essai et pour les mêmes conditions de visée que celles de la raie H β , sont présentés sur la figure 5. On peut observer, sur ces résultats bruts, le déplacement vers le rouge ainsi qu'un élargissement dissymétrique de la raie en fonction de la

Fig. 5. — Evolution des profils enregistrés de la raie 703 nm de l'argon : 1) $h = 0$ mm ; 2) $h = 1$ mm ; 3) $h = 2$ mm ; 4) $h = 2,6$ mm. Les déplacements $\delta\lambda$ sont portés à partir de la position de la raie non déplacée.

[Variation of the recorded profiles of ArI 703 nm. 1) $h = 0$ mm, 2) $h = 1$ mm, 3) $h = 2$ mm, 4) $h = 2,6$ mm. Shifts $\delta\lambda$ are plotted from the unshifted line center.]

hauteur de visée. Les profils numérotés 1 et 4, sur ces figures, correspondent, respectivement, à des visées le long de cordes au centre ($h = 0$) et en périphérie de la décharge ($h = 2,6$ mm). La dissymétrie augmente donc avec la densité électronique ; elle est probablement due à la contribution de l'élargissement, asymétrique par nature [15], par les ions du plasma. Les profils locaux d'émission de cette raie sont reconstitués après traitement par inversion d'Abel de la réponse de chacune des 90 photodiodes qui la décrivent. On mesure alors le déplacement $\delta\lambda$ du maximum d'intensité en fonction du rayon de l'arc.

La combinaison des évolutions radiales de N_e et $\delta\lambda$ conduit aux résultats présentés sur la figure 6. Les points expérimentaux portés sur cette figure (courbe 1) associent un déplacement et une densité électronique mesurés, indépendamment de toute hypothèse sur la température et l'état d'équilibre du plasma. Ils sont relatifs à divers essais effectués à des courants d'arc compris entre 50 et 72 A. Ces déplacements mesurés sont comparés à ce que prévoit la théorie de Griem (courbe 2) soit pour diverses valeurs de N_e et une température arbitraire de 10 000 K (droite) soit à partir des températures et densité électroniques effectivement mesurées dans ces arcs (carrés). On peut constater qu'ils sont dans tous les cas supérieurs à ce que prévoit le calcul pour cette raie. L'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant pour des densités électroniques supérieures à $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$: les écarts n'excèdent pas 20 %. Ils augmentent par contre rapidement lorsque N_e diminue au-dessous de $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Il est probable que, pour ces valeurs inférieures de N_e , les perturbations autres que celles dues aux

Fig. 6. — Déplacement de la raie 703 nm de l'argon en fonction de la densité électronique. Comparaison entre l'expérience (1) et la théorie Stark (2).

[Shifts of the ArI 703 nm *versus* electron density. Comparison between the experiments (1) and the theoretical Stark values (2).]

espèces chargées, et notamment celles provoquées par les neutres, contribuent à augmenter ces écarts.

Les déplacements sont mesurés à $\pm 0,015$ nm ; l'erreur relative varie donc de 3 % à 50 % lorsque la densité électronique du milieu passe de $6,5 \times 10^{16}$ à 10^{15} cm⁻³. On a là des ordres de grandeur de la précision que l'on peut attendre dans nos conditions expérimentales pour une mesure de N_e à partir de l'étalonnage du déplacement de cette raie.

4.3 MESURE DE N_e À PARTIR DU DÉPLACEMENT. —

La présence d'hydrogène modifie notablement, dans nos conditions expérimentales, les caractéristiques de l'arc. Ainsi, pour un courant de 50 A et des conditions d'écoulement identiques, la tension d'arc passe de 70 V à 95 V entre l'argon pur et le mélange à 5 % d'hydrogène. Localement, le milieu est notablement perturbé ainsi que le montrent les résultats présentés sur la figure 7. La courbe 1 donne l'évolution radiale, au milieu de la colonne d'arc, de la densité électronique, obtenue à partir de l'étalonnage du déplacement de la raie « 703 nm », pour l'argon pur. En présence d'hydrogène, les mesures de densités sont faites à partir de la largeur de la raie H β ; la courbe 2 est relative aux résultats obtenus dans ce cas pour le même courant d'arc.

La comparaison de ces deux courbes montre que l'hydrogène a pour effet d'augmenter le gradient de densité électronique. Sur l'axe de l'arc, la densité augmente en effet de près de 30 %, alors qu'elle

Fig. 7. — Profils de densité électronique pour un arc à 50 A : 1) argon ; 2) mélange 95 % Ar-5 % H₂.

[Electron density profiles in 50 A arc : 1) argon ; 2) mixture 95 % Ar-5 % H₂.]

diminue d'environ 80 % en périphérie de la décharge. Ces variations sont certainement dues à une modification du profil de température dans l'arc, provoquée par l'augmentation de la conductivité thermique du milieu due à la présence d'hydrogène. La figure 8 compare, pour un arc d'argon pur, les densités électroniques mesurées à partir du déplacement de la raie « 703 » et celles qui découlent des mesures de température par les intensités absolues des trois raies (Fig. 3). L'accord entre les deux méthodes est satisfaisant surtout pour les valeurs de N_e supérieures à 10^{16} cm⁻³. On note cependant un écart relatif croissant qui pourrait montrer, en accord avec le critère établi par Griem [8], que l'on s'éloigne des conditions de l'ETLC lorsque la densité électronique diminue au-dessous de 10^{16} cm⁻³. En effet, la mesure basée sur le déplacement de la raie ne repose sur aucune hypothèse de ce type.

4.4 AUTRES MESURES SPECTROSCOPIQUES. — La correction à l'aide d'une relation simple [16] des largeurs totales mesurées à mi-hauteur sur les profils locaux d'émission, nous permet d'éliminer les élargissements dus à la fonction de l'appareil et à l'effet Doppler. La courbe 1 de la figure 9 présente les

Fig. 8. — Densités électroniques mesurées dans un arc d'argon à 50 A à partir : 1) de l'étalonnage du déplacement ; 2) de la température (ETLC).

[Electron densities measured in a 50 A argon arc from : 1) the calibration of the shift ; 2) the temperature (ETLC).]

Fig. 9. — Largeur, à mi-hauteur de la raie 703 nm de l'argon en fonction de la densité électronique. Comparaison entre l'expérience (1) et la théorie Stark (2).

[Full width at half maximum intensity of the ArI 703 nm versus electron density. Comparison between the experiments and the theoretical Stark values (2).]

résultats ainsi obtenus. Les largeurs mesurées sont comparées à ce que prévoit la théorie de Griem (courbe 2) soit pour diverses valeurs de N_e et une température arbitraire de 10 000 K (droite) soit à partir des mesures de densité (par $H\beta$) et de température (rapport d'intensité) dans ces arcs (carrés). Elles présentent, en fonction de N_e , le même type d'évolution et d'écarts à la théorie Stark que le déplacement. Des observations similaires sont rapportées, par ailleurs, pour d'autres raies de l'argon [17] ou de l'azote [5]. Il est clair sur cette figure que l'effet Stark ne permet pas à lui seul de rendre compte des élargissements mesurés aux faibles valeurs de N_e . Les écarts entre les courbes 1 et 2 sont en effet ici nettement supérieurs à la précision des mesures. Une analyse de données disponibles [17, 18] permet d'estimer l'importance relative des principales interactions qui contribuent à élargir une raie et qui sont intégrées dans nos mesures. Ainsi, pour la raie 696,5 l'élargissement par collision pour les neutres serait, dans nos conditions et pour $N_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, le double de l'élargissement Stark. Il serait par contre respectivement 7 fois et 160 fois plus faible que l'élargissement Stark pour des valeurs de N_e de 10^{16} et 10^{17} cm^{-3} .

Les mêmes méthodes de traitement sont appliquées à la raie 696,5 nm dont l'enregistrement est simultané à celui de la raie 703 nm. Dans le dispositif à arc précédemment cité, le maximum de densité que nous avons pu atteindre est de $6,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Pour cette densité, qui est déterminée dans ce cas par élargissement de la raie $H\beta$, nous avons mesuré :

- un déplacement de 0,027 nm pour une valeur théorique de 0,050 nm ;
- une largeur de 0,050 nm pour un élargissement par effet Stark calculé de 0,073 nm.

L'analyse d'un jet de plasma d'argon produit par une torche à arc soufflé (25 V, 640 A, 600 Nlh⁻¹) nous a permis, par ailleurs, de mesurer un déplacement de 0,043 nm et une largeur de 0,080 nm pour la raie 696,5 nm. Le déplacement de la raie 703 nm est, dans ce cas, de 0,83 nm, ce qui correspond à une densité électronique de 10^{17} cm^{-3} (extrapolation de la courbe d'étalonnage). Ces résultats sont cohérents avec ceux donnés par ailleurs, au voisinage de 10^{17} cm^{-3} par Jones [14]. Les mesures des auteurs cités dans la publication de Jones varient, en effet, entre 0,035 et 0,050 nm pour un déplacement calculé de 0,077 nm ; les largeurs sont comprises entre 0,055 et 0,104 nm pour une valeur théorique de 0,122 nm.

5. Conclusion.

Cette étude expérimentale montre que la théorie sur l'effet Stark ne permet pas, à elle seule, de rendre compte du déplacement et de l'élargissement de la raie 703 nm de l'argon neutre dans des arcs à pression atmosphérique. Les formules de Griem ne

sont donc pas applicables, dans ce cas, pour déterminer la densité électronique du plasma. Grâce à un étalonnage nous avons pu exploiter le déplacement de la raie 703 nm pour déterminer le profil de densité électronique dans un arc d'argon pur. L'utilisation d'un monochromateur à plus haute résolution permettrait d'augmenter la précision de ces mesures.

Les mesures que nous avons effectuées sur la raie 696,5 nm sont cohérentes avec celles de travaux antérieurs. Elles confortent les résultats de nos mesures sur la 703 nm, pour lesquels aucune comparaison n'a été possible du fait, qu'à notre connaissance, il n'y a pas eu d'étude expérimentale publiée sur ce sujet.

Bibliographie

- [1] GRIEM H. R., 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas* (Academic press, New York).
- [2] VIDAL C. R., COOPER J., SMITH E. W., « Hydrogen Stark Broadening Tables »; *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25** (1973) 37-136.
- [3] HELBIG V., NICK K. P., « Investigation of the Stark Broadening of Balmer Beta » *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **14** (1981) 3573-3583.
- [4] JAROSZ J., « Etude spectroscopique des paramètres température et densité électronique dans les plasmas induits par haute fréquence », Thèse N° 1-De-78001, Université Lyon I, 1978.
- [5] BACRI J., LAGRECA M., « Departures from CLTE composition in a nitrogen arc at atmospheric pressure. I. Experimental results », *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16** (1983) 829-840.
- [6] BADIE J. M., VALLBONA G., « Dispositif à arc stabilisé par une paroi d'oxyde liquide », *J. Phys. E: Sci. Inst.* **21** (1988) 724-728.
- [7] ANDANSON P., CHEMINAT B., HALBIQUE A. M., « Résolution de l'équation intégrale d'Abel: Application à la spectroscopie des plasmas », *J. Phys. D: Appl. Phys.* **11** (1978) 209-215.
- [8] GRIEM H. R., « Plasma Spectroscopy », 1964 (Mc Graw-Hill, New York).
- [9] LOCHTE-HOLTGREVEN W., « Plasma diagnostics » (North Holland Publishing Company, Amsterdam) 1968.
- [10] N. B. S., « Atomic Transition Probabilities », 1969, *Nat. Stand. Ref. Data Ser.* **22**, vol. II.
- [11] BADIE J. M., DELMAS R., FLAMANT R., OLALDE G., VALLBONA G., « Plasmas thermiques. Récents développements et perspectives de recherches à l'IMP/CNRS d'Odeillo », *Rev. Int. Hautes Temp. & Réfract.* **24** (1987-88) 219-230.
- [12] BOBER L., TANKIN R. S., « Emission and absorption measurements on a strongly self absorbed argon atom line », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **9** (1969) 855-874.
- [13] HADDAD G. N., FARMER A. J. D., « Temperature Determinations in a Free-Burning Arc: Experimental Techniques and Results in Argon »; *J. Phys. D: Appl. Phys.* **17** (1984) 1189-1196.
- [14] JONES D. W., MUSIOL K., WIESE W. L., « Stark Widths and Shifts for some ArI 4s-4p transitions » *Spectral Lines Shapes*; Proc. Int. Conf. 6th, vol. 2 (1983) 125-136.
- [15] JONES D. W., WIESE W. L., WOLTZ L. A., « Ion broadening of ArI lines in a plasma », *Phys. Rev. A* **34** (1986) 450-456.
- [16] DOBRYAKOV S. N., LEBEDEV Ya. S., « Analysis of Spectral Lines whose Profile is Described by a composition of Gaussian and Lorentz Profiles »; *Sov. Phys. Dokl.* **13** (1969) 873-875.
- [17] KRETZAS D., « Profil des raies spectrales émises par un arc d'argon ($P = 760$ torr), Etude et application de l'élargissement de pression, Thèse N° 2131, Toulouse (1978).
- [18] AESCHLIMAN D. P., HILL R. A., EVANS D. L., « Collisional broadening and shift of neutral argon spectral lines », *Phys. Rev. A* **14** (1976) 1421-1427.