

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES PARAMÈTRES  
CARACTÉRISTIQUES DES PROFILS DES RAIES SPECTRALES  
 $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$  ET  $4922 \text{ \AA}$  DE He I ÉMISES PAR DIFFÉRENTS  
PLASMAS D'ARC

EXPERIMENTAL STUDY OF SOME CHARACTERISTIC PARAMETERS  
OF THE He I SPECTRAL LINE PROFILES  $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$  AND  $4922 \text{ \AA}$  EMITTED  
IN VARIOUS PLASMA ARCS

PAR C. S. DIATTA\*

Centre de Recherches sur la Physique des Hautes Températures, CNRS et UER des Sciences Fondamentales  
et Appliquées, Université d'Orléans, 45045 Orleans Cedex, France

ET A. CZERNICHOWSKI, A. HOLYŚ

Institut de Chimie Inorganique et de Métallurgie des Eléments Rares, Ecole Polytechnique, Wrocław\*\*

(Reçu le 2 Septembre 1977)

Measurements at atmospheric pressure of helium hydrogenic lines  $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$ ,  $4922 \text{ \AA}$ , have been made on a stabilised arc for comparison with previous measurements on a welding type plasma. The electric current of the Maecker type arc was varied from 30 to 120 A. The arc was feeded at its mid length by a continuous helium flow. Argon flow protected the electrodes. The observation was made end-on. There was no strong radial electron density and temperature gradient. The spectrometer/spectrograph working in second order had a resolution power 90000 and a reciprocal linear dispersion of  $3.5 \text{ \AA/mm}$ . The electron density in  $\text{cm}^{-3}$ , calculated from the hydrogen Balmer lines  $H_\beta$  and  $H_\gamma$  from Hill's formula ranged from  $N_e = 2 \times 10^{15} \pm 15\%$  to  $2 \times 10^{16} \pm 15\%$ . For the electron density measurement, hydrogen was introduced as a trace: 0.3 to 1% of  $H_2$  in volume in helium. The temperature was calculated from the Boltzmann plot and/or the Saha equation using the 4 lines emissivity coefficient  $5016 \text{ \AA}$ ,  $5048 \text{ \AA}$ ,  $4471 \text{ \AA}$  and  $4922 \text{ \AA}$ . General agreement is found with other authors experimental results on the allowed and forbidden lines peaks separation ( $\delta\lambda$ ). Agreement is also good with the theoretical calculations. Our values of  $I/P$  and  $C/P$  (forbidden  $I$  peak intensity, dip intensity  $C$  to allowed  $P$  peak intensity) ratios are 20 to 35% lower at  $N_e = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  than the measurements of Diatta et al. (1975, 1976) and Birkeland et al. (1971). A similar but stronger discrepancy is found with the Barnard et al. (1974, 1975) theoretical plots. Plasma jet (used by Diatta et al. (1975, 1976)) microinstabilities, plasma radial inhomogeneities and Abel inversion procedure used by Diatta et al. (1975, 1976) and

\* Adresse présente: Faculté des Sciences, Université de Dakar, Dakar, Sénégal.

\*\* Adresse: Instytut Chemii Nieorganicznej i Metalurgii Pierwiastków Rzadkich, Politechnika Wroclawska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Poland.

Birkeland et al. (1971) for these complex and shifted lines 4471 Å and 4922 Å may be the reasons of these disagreements. Hydrogenic helium line profiles  $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$  and  $4922 \text{ \AA}$  appear as to be strongly plasma nature dependent.

### 1. Introduction

L'étude du spectre de raies de He I présente beaucoup d'intérêt physique et astrophysique. Un des aspects intéressants de ce spectre est l'apparition de raies interdites aussi bien dans les plasmas de laboratoire que dans certaines atmosphères stellaires. Parmi les raies spectrales les plus intenses de He I, deux pourraient mériter une attention particulière:  $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$  et  $4922 \text{ \AA}$ . Au voisinage de ces raies, se développent deux composantes interdites assez intenses ce qui forme des profils complexes. La raie du système triplet  $\lambda = 4471.5 \text{ \AA}$  ( $2^3P-4^3D$ ) présente à son voisinage la raie interdite  $\lambda = 4469.9 \text{ \AA}$  ( $2^3P-4^3F$ ) tandis que la raie du système singulet  $\lambda = 4921.9 \text{ \AA}$  ( $2^1P-4^1D$ ) est liée avec la composante interdite  $\lambda = 4920.3 \text{ \AA}$  ( $2^1P-4^1F$ ). Ces profils évoluent fortement en fonction de la densité électronique  $N_e$  du plasma ce qui offre la possibilité d'utiliser ces raies comme moyen de détermination de  $N_e$ . Par cette méthode, l'adduction d'hydrogène, en vue d'utiliser les raies de Balmer pour mesurer la densité électronique, pourrait être évitée. Cela suppose cependant que différents sources de plasma donnent dans les mêmes conditions de densité électronique, des profils identiques.

Parmi les paramètres de ces raies les plus sensibles à  $N_e$ , on peut relever l'intensité  $I$  du maximum de la raie interdite, l'intervalle  $\delta\lambda$  entre le maximum d'intensité de la raie interdite et celui de la raie permise  $P$ , et l'intensité du creux  $C$  entre la raie permise et la raie interdite. L'intervalle  $\delta\lambda$  est, de ces paramètres, le plus simple à mesurer. Sa détermination ne nécessite aucun étalonnage. La mesure de  $I/P$  ou  $C/P$  ne nécessite non plus, ni un étalonnage hétérochromatique, ni une grande résolution spectrale.

Les nombreuses études expérimentales et théoriques consacrées aux raies hydrogénéoïdes  $\lambda\lambda = 4471.5 \text{ \AA}$  et  $4922 \text{ \AA}$  de l'hélium neutre, permettent de proposer des courbes d'évolution de quelques-uns de ces paramètres en fonction de la densité électronique comprise entre  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Nous comparons, dans ce travail, nos mesures obtenues sur un arc de type Maecker avec les résultats expérimentaux ou théoriques d'auteurs sur  $\delta\lambda$ ,  $I/P$  et  $C/P$ . D'importants écarts entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées sont constatés. Le désaccord entre les expériences et les théories est général sur l'intensité du maximum de la raie interdite et sur le creux. Un bon accord est réalisé sur  $\delta\lambda$ .

Il apparaît pour  $1 \times 10^{15} < N_e [\text{cm}^{-3}] < 3 \times 10^{16}$  un écart excédant parfois 35% entre nos mesures et les résultats expérimentaux de Diatta et al. (1975, 1976), Birkeland et al. (1971) relatifs à la raie interdite et au creux. Un accord existe à  $N_e > 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  entre les mesures de Baravian et al. (1975), Sandjean et al. (1961), Nelson et Barnard (1971) si l'on considère les grandeurs  $I/P$  et  $\delta\lambda$ . Ces auteurs trouvent également les mêmes valeurs à la raie  $4922 \text{ \AA}$  et à la raie  $4471.5 \text{ \AA}$ ; ce qui, dû à la différence de perturbation de ces raies par d'autres raies interdites voisines  $4^1P-2^1P$  et  $4^3P-2^3P$  respectivement, ne devrait se produire qu'aux fortes densités électroniques:  $N_e > 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , pour lesquelles les composantes  $4^1P-2^1P$  et  $4^3P-2^3P$  sont toutes fortement excitées.

## 2. Dispositif experimental

La source de plasma était le type d'arc stabilisé décrit par Goly (1972) basé sur le modèle classique et bien connu de Maecker (1961). La colonne de plasma, axi-symétrique, avait 75 mm de longueur et 7.5 mm de diamètre. L'arc se composait d'un ensemble de 8 coupelles de cuivre percées en leur centre. Les électrodes extrêmes de l'arc sont protégées par de l'argon pur soufflé en continu dans les deux espaces extrêmes compris entre les dernières coupelles et les supports des électrodes. L'alimentation en hélium se faisait par injection latérale, au milieu de la colonne de plasma d'un mélange hélium-hydrogène (0.3 à 1% d'hydrogène en volume dans l'hélium) à débit constant.

Le courant d'arc, de stabilité 2.5%, a été varié entre 30 Ampères et 120 Ampères pour réaliser différentes conditions expérimentales.

Pour toutes les conditions expérimentales adoptées, le plasma présentait visiblement une luminosité uniforme et un gradient radial de densité électronique et de température très faible, contrairement au plasma d'argon ou d'azote pour lesquels ce gradient est très important.

Le débit d'hélium a été varié entre 6.5 et 10 l/min.

Par observation axiale ("end-on"), il a été constaté l'absence d'émission de raies d'argon neutre par le plasma. Seules les raies d'argon ionisé (ArII) étaient observées. Vues les faibles températures  $8000 < T[\text{K}] < 10000$  et les faibles densités électroniques  $2 \times 10^{15} < N_e [\text{cm}^{-3}] < 2 \times 10^{16}$  dans le plasma d'hélium, il est raisonnable de conclure de l'absence de raies de ArI que l'argon ne diffusait pas dans l'hélium. L'émission de ArII n'ayant lieu, probablement, qu'au voisinage des électrodes.

Dans le but de vérifier l'auto-absorption des raies d'hydrogène  $H_\beta$  et  $H_\gamma$  et des raies d'hélium, la longueur de l'arc a pu être réduite de 25%. Aucune autoabsorption mesurable des raies  $H_\beta$  et  $H_\gamma$  ou des raies de l'hélium n'a pu être mise en évidence.

La stabilité bien connue de l'arc Maecker permettait d'avoir, pour les mêmes conditions d'alimentation électrique et de débit de gaz, des profils de raies d'une très bonne reproductibilité.

Pour étudier les raies d'hélium en présence de gaz lourds, de façon analogue à l'expérience de Wiese, Kelleher et Paquette (1972) et celle de Wiese, Kelleher et Helbig (1975) sur l'hydrogène, nous avons ajouté du néon à l'hélium dans différentes proportions allant jusqu'à 40% en volume de néon dans l'hélium en maintenant 1% d'hydrogène dans le mélange. Au-delà de ce pourcentage de néon, les raies d'hélium n'étaient plus suffisamment excitées pour être observables. Une telle expérience n'est pas réalisable avec succès avec l'azote ou l'argon dont le potentiel d'ionisation est beaucoup plus faible que celui de l'hélium. Quelques traces d'azote ou d'argon suffisent à désexciter complètement le plasma d'hélium en donnant un beau spectre d'azote ou d'argon.

Les observations axiales ("end-on") ont permis d'éviter l'inversion d'Abel.

Sur l'image 1:2 de l'arc, on a observé la zone centrale sur une hauteur de 1 mm à l'aide d'un monochromateur/spectrographe de 2 m de focale muni d'un réseau de 651 traits/mm calé au deuxième ordre. Le pouvoir de résolution était de 90000 et la dispersion linéaire réciproque de 3.5 Å/mm dans le second ordre. Le réglage en position de l'arc

et celui de l'ensemble du système optique ont été effectués au laser. Les fentes du spectromètre/spectrographe avaient une largeur de 10  $\mu\text{m}$  dans les mesures spectrographiques et 50  $\mu\text{m}$  dans les mesures spectrométriques. Le balayage en longueurs d'ondes au cours des enregistrements était de 30  $\text{\AA}/\text{minute}$ . La lumière du plasma était réfléchiée par un miroir plan vers un miroir concave ( focale 250 mm) qui donnait une image du plasma sur la fente d'entrée du spectromètre/spectrographe réduite de 1/2 après réflexion sur un second miroir plan.

### 3. Paramètres du plasma: densité électronique, température

Les raies  $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$ ,  $4922 \text{ \AA}$ ,  $H_\beta$  et la raie  $5016 \text{ \AA}$  pouvaient être obtenues sur une seule plaque photographique. Pour les mêmes conditions d'expérience les profils de ces raies obtenus par enregistrement spectrométrique et par photographie sur plaque étaient identiques.

La densité électronique a été déterminée en utilisant les largeurs des raies de Balmer  $H_\beta$  et  $H_\gamma$ . Une fois ces largeurs connues le calcul de la densité électronique a été effectué à partir des relations de Hill (1967) basés sur les calculs de Griem (1964) reliant la densité électronique à la largeur à différentes hauteurs du profil des raies d'hydrogène.

Les corrections tenant compte des travaux de Wiese et al. (1972, 1975) étaient faibles.

La densité électronique était comprise entre  $N_e = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_e = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Six conditions expérimentales différentes obtenues pour des courants compris entre 30 et 120 Ampères et pour différents mélanges (Hélium-Néon) pour quelques-unes, ont été réalisées. L'ensemble des valeurs obtenues sur  $N_e$ ,  $T$  et les profils d'hélium possède essentiellement une valeur statistique compte tenu du caractère répété des expériences.

La température des atomes n'a pas été mesurée. Seule la température électronique de Boltzmann a été déterminée dans l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local partiel Drawin (1975) pour les niveaux de HeI de nombre quantique principal  $n > 2$ .

Nous avons utilisé pour le tracé du graphique de Boltzmann les populations des niveaux de départ des raies  $\lambda\lambda = 5016 \text{ \AA}$ ,  $5048 \text{ \AA}$ ,  $4471 \text{ \AA}$  et  $4922 \text{ \AA}$ . Les raies  $5016 \text{ \AA}$  et  $5048 \text{ \AA}$  pouvaient être traitées comme des raies isolées: la raie interdite  $5042 \text{ \AA}$  associée à la raie  $5016 \text{ \AA}$  n'était pas suffisamment intense. Les raies hydrogènoïdes  $4471 \text{ \AA}$  et  $4922 \text{ \AA}$  présentaient une composante interdite et une composante permise séparables. La densité de population des niveaux de départ des raies  $\lambda\lambda = 5016 \text{ \AA}$ ,  $5048 \text{ \AA}$ ,  $4471 \text{ \AA}$  et  $4922 \text{ \AA}$  a été déterminée par comparaison de leur émissivité avec le coefficient d'émission d'une lampe à ruban de tungstène étalonée au N. B. S. Washington.

Due à la faible différence d'énergie entre les niveaux de départ de ces raies spectrales, la précision sur la température était de 20% environ. La température était comprise entre 8000 K et 10000 K.

D'après la mesure de la densité électronique, la température a également pu être déterminée à partir de l'équation de Saha. Cette température était toujours légèrement plus élevée que la température de Boltzmann. Vue la faible précision sur la température, aucune conclusion significative relative à l'équilibre thermodynamique ne peut être tirée de cet écart. La précision sur  $T$  n'a pas non plus de conséquence sur nos résultats car les paramètres des profils nous semblent être pratiquement indépendants de la température.

## 4. Resultats et discussion

Nos résultats relatifs aux raies 4471 Å et 4922 Å sont portés sur les figures 1 à 4. Le Tableau I indique les symboles et les commentaires relatifs aux résultats expérimentaux ou théoriques d'autres auteurs, mentionnés sur ces figures.

TABLEAU I

Légende et symboles appliqués aux divers auteurs, mentionnés sur les graphiques

Symbole	Auteur - année	Commentaire
×	Wulf (1958)	exp. décharge pulsée
□	Sandjian et al. (1961)	exp. arc de type Gerdien
☆	Griem (1965)	theor. ions quasistatiques
□	Birkeland et al. (1971)	exp. arc en cascade
△	Burgess et Cairns (1971)	exp. Z-pinch
+	Nelson et Barnard (1971)	exp. décharge pulsée
⊙	Barnard et al. (1974)	theor. dynamique des ions
⊖	Deutsch et al. (1974)	theor. dynamique des ions
★	Drawin et Ramette (1974)	exp. post-luminescence
▽	Hawryluk et al. (1974)	exp. irradiation laser
✱	Baravian et al. (1975)	exp. irradiation laser
▽	Barnard et al. (1975)	theor. dynamique des ions
----	Diatto et al. (1975, 1976)	exp. jet de plasma
○	Ramette (1977)	exp. post-luminescence
●—	ce travail	exp. arc en cascade

Les figures 1a et 1b représentent les valeurs de  $\delta\lambda$  des raies 4471 Å et 4922 Å. Pour  $N_e < 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , l'accord entre les divers résultats expérimentaux est satisfaisant. Un bon accord existe également avec les résultats théoriques.

Dans la plupart des situations concernant  $N_e > 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , le recouvrement de la raie interdite avec la raie permise voisine ne permet pas d'avoir l'intensité intégrée de chacune de ces raies avec une bonne précision. Pour cette raison, plutôt que de comparer ces intensités intégrées et d'étudier leur variation relative en fonction de la densité électronique, nous comparons directement les maxima d'intensité de ces deux raies bien que le contenu physique de ces grandeurs puisse être différent de celui des profils intégrés.

Les figures 2a et 2b représentent la variation de  $I/P$  en fonction de la densité électronique. On constate sur ces figures un écart d'environ 20% sur  $I/P$  soit 25–30% sur la densité électronique pour chacune des deux raies 4471 Å et 4922 Å par rapport

aux résultats expérimentaux de Diatta et al. (1975, 1976), en particulier pour  $N_e \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Les figures 3a et 3b représentent le rapport  $C/P$  en fonction de la densité électronique. Comme pour le paramètre  $I/P$ , nos résultats de mesure sont inférieurs de 20% pour la raie 4922 Å et de 35% pour la raie 4471 Å comparativement aux valeurs mesurées par

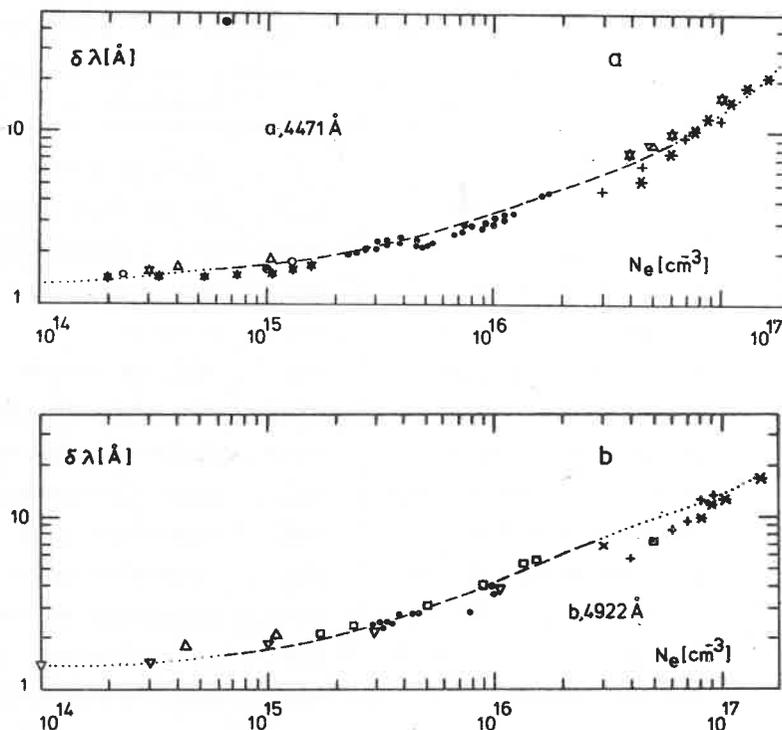


Fig. 1. Evolution de l'intervalle  $\delta\lambda$  entre les maxima des raies  $4^3F, D-2^2P$  (a) ou des raies  $4^1F, D-2^1P$  (b) en fonction de la densité électronique  $N_e$ ; comparaison des valeurs obtenues sur jet de plasma (---) et celles d'autres auteurs aux valeurs obtenues sur l'arc à cascade

Diatta et al. (1975, 1976) obtenues sur jet de plasma. Les écarts correspondants sur la densité électronique sont de 35% pour  $N_e \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Les écarts constatés sur  $I/P$  et  $C/P$  se situent en dehors des marges d'erreurs expérimentales,  $\pm 15\%$  sur  $N_e$  et  $\pm 5\%$  sur  $I/P$  et  $C/P$ . Les mesures effectuées sur jet de plasma de Diatta et al. (1975, 1976) avaient une distribution statistique déduite d'expériences variées. De même, nos mesures ont la distribution statistique de valeurs obtenues dans différentes conditions expérimentales et à des jours différents.

Nous constatons un accord entre les résultats de Birkeland et al. (1971) avec ceux de Diatta et al. (1976) sur la raie 4922 Å (fig. 3b) mais un désaccord d'un facteur 2 à  $N_e = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et d'un facteur 1.4 à  $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  dans ce travail. Un désaccord analogue sur  $C/P$  de la raie 4471 Å avait déjà été noté par Diatta et al. (1975) par rapport

aux résultats expérimentaux de Drawin et Ramette (1974). Cependant lorsque Ramette (1977) augmente l'énergie par particule du plasma d'un facteur 30, le creux de la raie 4471 Å se trouve fortement relevé. Ces résultats récents présentent des écarts importants avec les valeurs de  $C/P$  de Diatta et al. (1975) aux faibles densités électro-

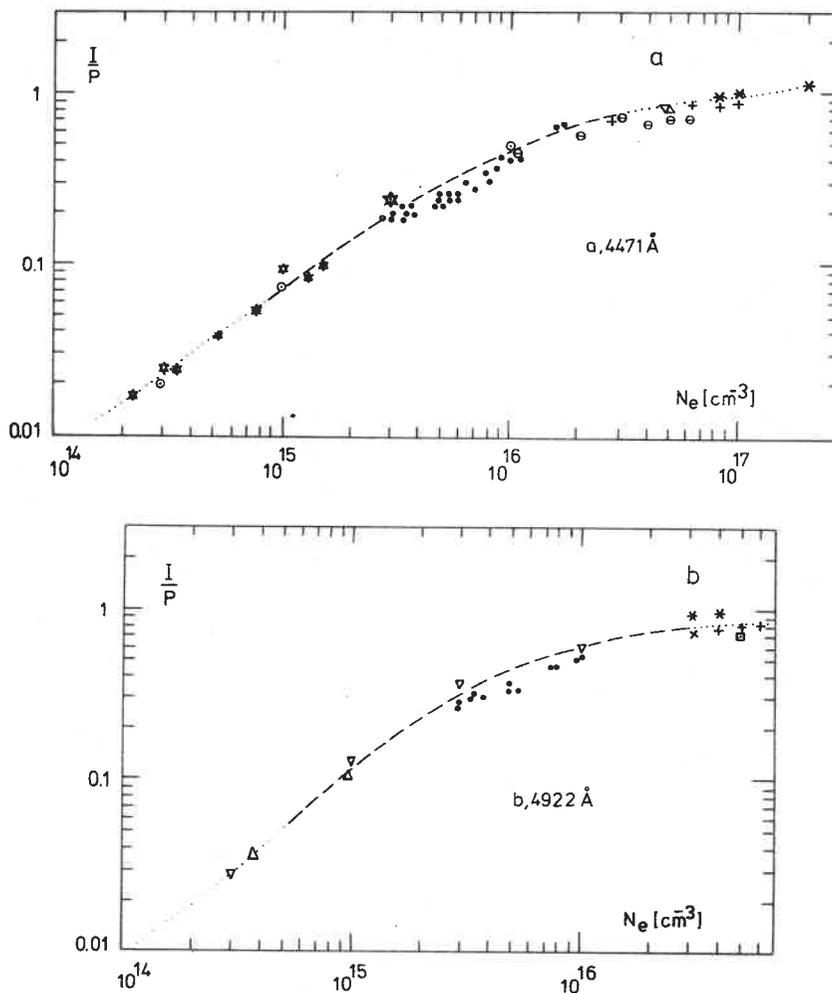


Fig. 2. Evolution du rapport d'intensité du maximum de la raie interdite  $I$  et celui de la raie permise  $P$  des transitions  $4^3F, D-2^3P$  (a) ou  $4^1F, D-2^1P$  (b) en fonction de la densité électronique  $N_e$ ; comparaison des valeurs obtenues sur jet de plasma (— — —) et celles d'autres auteurs aux valeurs obtenues sur l'arc à cascade

ques ( $N_e \leq 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) tandis que pour  $N_e > 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  un meilleur accord est réalisé mais le désaccord subsiste par rapport à nos valeurs actuelles. Un désaccord plus net, supérieur à 30% sur  $I/P$  et  $C/P$  que ne l'ont trouvé Diatta et al. (1976) par rapport aux

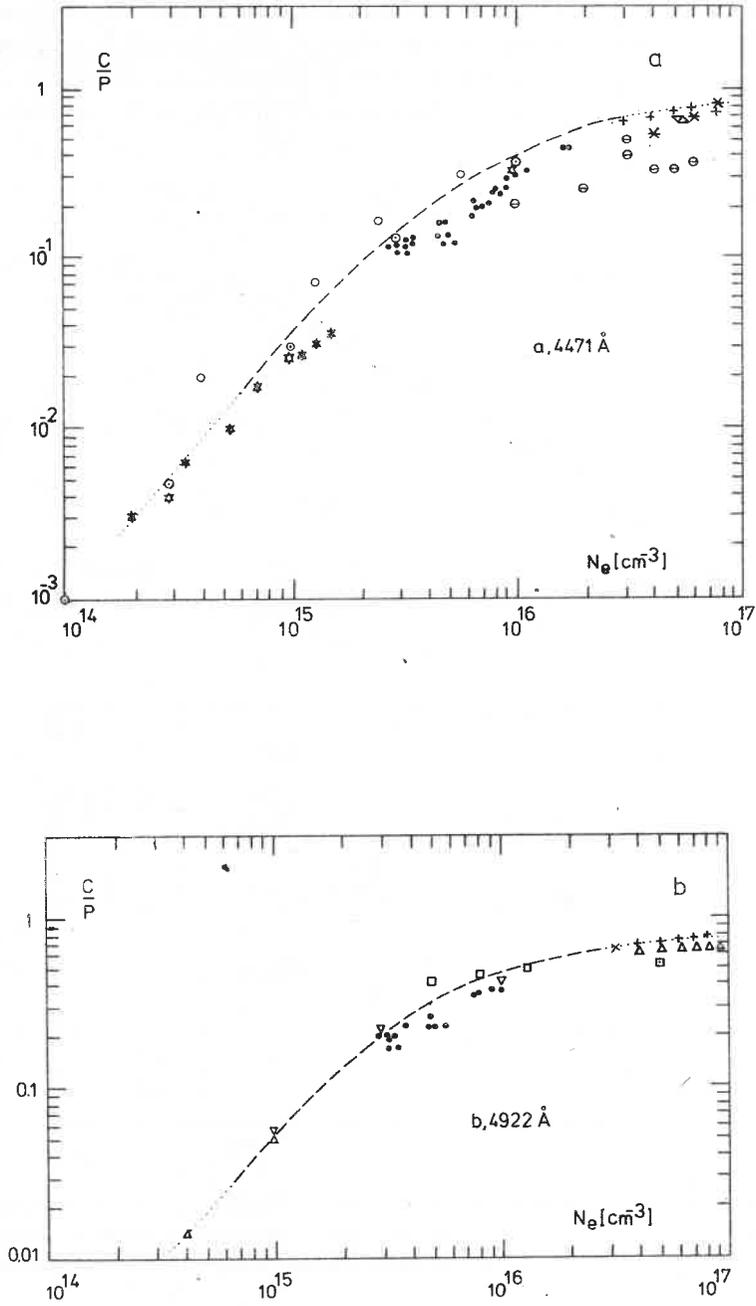


Fig. 3. Evolution du rapport d'intensité  $C$  du creux compris entre les composantes  $4^3F, D-2^3P$  (a) ou  $4^1F, D-2^1P$  (b) à celle  $P$  du pic de la raie permise en fonction de la densité électronique  $N_e$ ; comparaison des valeurs obtenues sur jet de plasma (---) et celles d'autres auteurs aux valeurs obtenues sur l'arc à cascade

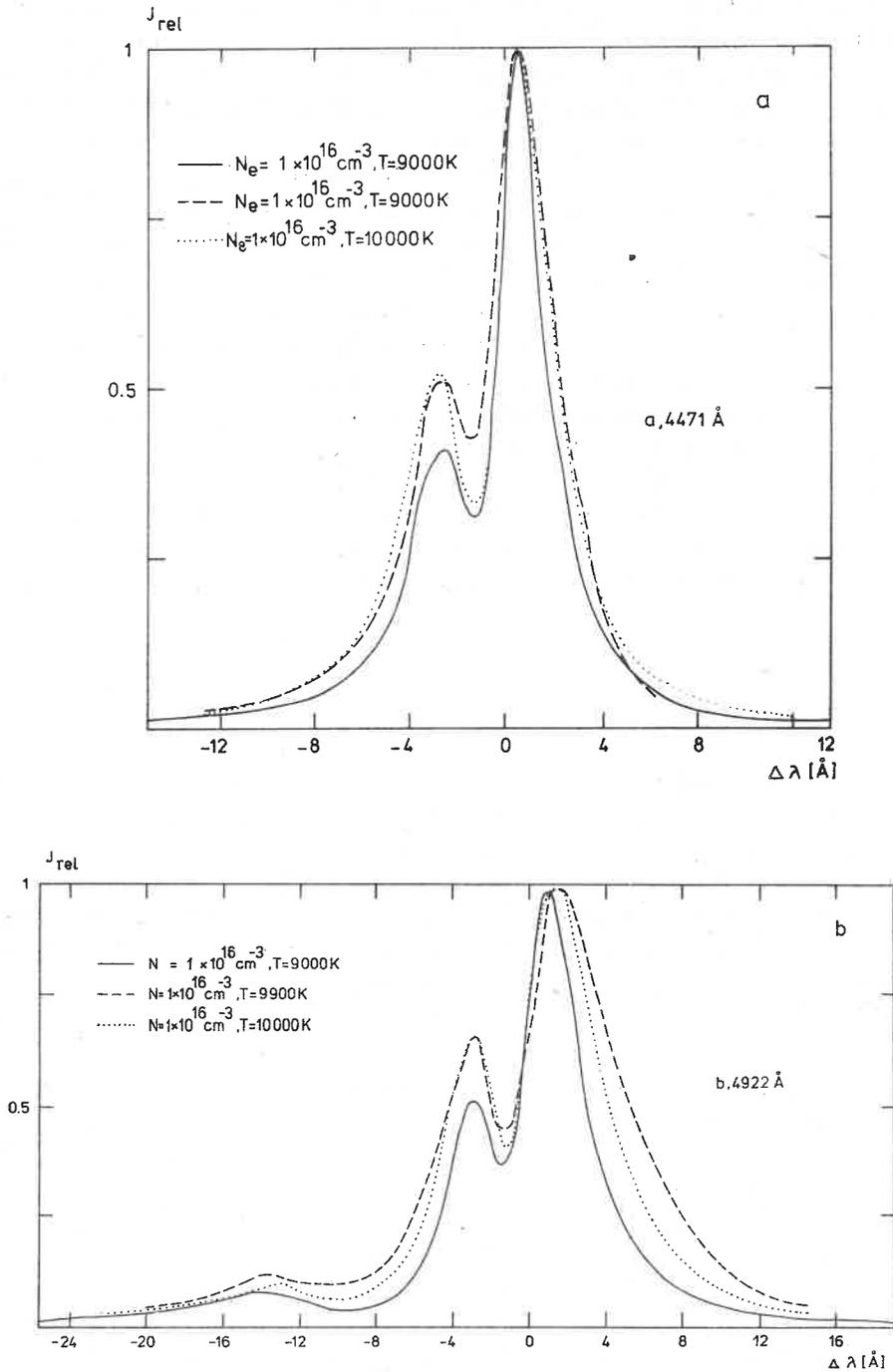


Fig. 4. Profils de la raie 4471  $\text{\AA}$  (a) et 4922  $\text{\AA}$  (b) émise par l'arc à cascade (—) en comparaison avec ceux émise par le jet de plasma (---) ou ceux calculé par Barnard et al. (1974) (.....)

calculs théoriques de Barnard et al. (1975) apparaît. A  $N_e = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  le point théorique de Deutsch et al. (1974) (fig. 3a) pour  $C/P$  est légèrement inférieur à nos mesures.

Les écarts entre nos résultats d'une part, et les mesures de Birkland et al. (1971) et de Diatta et al. (1975, 1976) d'autre part, obtenues après inversion d'Abel sur les profils, ne peuvent s'expliquer par le mode de traitement des données. Le but de nos mesures sur l'arc Maecker était en fait de vérifier, compte tenu des écarts constatés entre les résultats de différents auteurs, la généralité ou la non généralité de l'évolution en fonction de  $N_e$  des paramètres caractéristiques des raies hydrogénoïdes obtenues sur des plasmas de type différent. A titre d'exemple des profils sont présentés sur les figures 4a et 4b.

En fait, le jet de plasma pouvait avoir des micro-instabilités dues à la tâche anodique, qui, sans être observables par nos moyens de détection, peuvent engendrer des fluctuations de densité et de température intégrées dans le temps. En outre, le jet exigeait l'inversion d'Abel due à l'observation perpendiculaire à l'axe du plasma. La transformation d'Abel, appliquée aux contours de raies complexes et déplacées par effet Stark est rendue difficile par les nombreux traitements de données qu'elle entraîne.

Le jet de plasma dans l'expérience de Diatta et al. (1975, 1976) présentait un gradient de densité électronique important que pouvait accentuer l'effet d'indice de réfraction et rendre critique l'inversion d'Abel, tandis que le plasma d'arc Maecker fonctionnant à l'hélium était pratiquement uniforme.

### 5. Conclusion

Ces résultats et l'ensemble des données de la littérature, nous incitent fortement à penser que le type de source lumineuse joue un rôle important sur la forme des profils de raies hydrogénoïdes de He I surtout sur les valeurs de  $C/P$  et  $I/P$  alors que la séparation entre le maximum d'intensité de la raie permise et celui de la raie interdite pourrait être un moyen de détermination de  $N_e$  dans les plasmas de types variés. Il est cependant encore trop tôt pour préciser avec certitude la nature des mécanismes mis en jeu et on ne peut que formuler des hypothèses. Plusieurs hypothèses sont probables:

(i) Effet d'indice de refraction sur les profils très efficace lorsque le gradient de  $N_e$  est important.

(ii) Couplage entre l'atome émetteur et des ondes longitudinales ioniques acoustiques (phonons) et électroniques (plasmons) qui peuvent se développer dans le plasma et modifier la distribution du microchamp électrique. Cette distribution peut également être influencée par des microinstabilités sur le champ électrique créées par les générateurs de plasma.

(iii) Influence de la structure fine sur les raies triplets n'est peut être pas à exclure dans les divergences constatées entre différents résultats expérimentaux concernant  $I/P$  et  $C/P$ . De plus l'intercombinaison entre le système singulet et le système triplet des niveaux d'énergie de He I pourrait à travers la densité de population des états ou des sous états de ces niveaux rendre cette influence efficace pour l'ensemble des raies hydrogénoïdes  $\lambda\lambda = 4471 \text{ \AA}$  et  $4922 \text{ \AA}$ .

Des investigations des hypothèses avancées plus haut sont en cours.

L'un d'entre nous, C. S. Diatta, voudrait remercier Monsieur le Professeur B. Kędzia, le Pro-Recteur à l'École Polytechnique de Wrocław (Pologne) et l'ensemble de l'équipe de l'Institut de Chimie Inorganique et de Metallurgie des Elements Rares pour l'aide qu'ils lui ont apportée durant son séjour, dans le cadre de ce travail effectué dans cette Ecole.

## BIBLIOGRAPHIE

- Baravian, G., Bretagne, J., Godart, J., Sultan, G., *Z. Phys. (Germany)* **B20**, 255 (1975).  
 Barnard, A. J., Cooper, J., Smith, E. W., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 1025 (1974).  
 Barnard, A. J., Cooper, J., Smith, E. W., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 429 (1975).  
 Birkeland, J. W., Bacon, M. E., Braun, W. G., *Phys. Rev.* **A3**, 354 (1971).  
 Burgess, D. D., Cairns, C. J., *J. Phys. B* **4**, 1364 (1971).  
 Deutsch, C., Sassi, M., Coulaud, G., *Ann. Phys. (USA)* **83**, 1 (1974).  
 Diatta, C. S., Czernichowski, A., Chapelle, J., *Z. Naturforsch.* **30a**, 900 (1975).  
 Diatta, C. S., Czernichowski, A., Chapelle, J., *Physica* **C84**, 425 (1976).  
 Drawin, H. W., Ramette, J., *Z. Naturforsch.* **29a**, 838 (1974).  
 Drawin, H. W., *Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium*, in *Progress in Plasmas and Gas Electronics*, Vol. 1, Eds. R. Rompe and M. Stenbeck, Akademie-Verlag, Berlin 1975.  
 Griem, H. R., *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw Hill, New York 1964.  
 Griem, H. R., *Astrophys. J.* **154**, 1111 (1965).  
 Goly, A., *Zesz. Nauk. Wyższ. Szk. Pedagog. w Opolu, Fiz.* **13**, 31 (1972).  
 Hawryluk, R. J., Bekefi, G. George, E. V., *Phys. Rev.* **A10**, 265 (1974).  
 Hill, R. A., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **7**, 401 (1967).  
 Nelson, R. H., Barnard, A. J., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 161 (1971).  
 Ramette, J., Report EUR-CEA-FC 904, Fontenay aux Roses, France, 1977.  
 Sandjian, H., Wimmel, H. K., Margenau, H., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **1**, 46 (1961).  
 Wiese, W. L., Kelleher, D. E., Paquette, D. R., *Phys. Rev.* **A6**, 1132 (1972).  
 Wiese, W. L., Kelleher, D. E., Helbig, V., *Phys. Rev.* **A11**, 1854 (1975).  
 Wulff, H., *Z. Phys. (Germany)* **150**, 614 (1958).