

Décembre 1966

LRP 29/66

LABORATOIRE DE RECHERCHES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

MESURE DES PROBABILITES DE TRANSITION DE
QUELQUES RAIES DE C II ET C III.

J. Durand

LAUSANNE

Décembre 1966

LRP 29/66

MESURE DES PROBABILITES DE TRANSITION DE
QUELQUES RAIES DE C II ET C III.

J. Durand

Abstract

In this work the measurement of the transition probabilities of C III and C II is described. This measurement is made in a dense plasma ($3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) having a temperature between $2,5 \cdot 10^4$ and $4 \cdot 10^4$ °k.

Lausanne

But de l'expérience

La détermination des probabilités de transition entre deux niveaux excités d'atomes plusieurs fois ionisés est indispensable pour la mesure des caractéristiques des plasmas et l'interprétation des spectres en astrophysique.

Comme leur détermination par le calcul est toujours très difficile et même souvent inextricable on est tout naturellement conduit à les mesurer. Des diverses méthodes connues pour cette mesure, celles qui font intervenir la durée de vie de l'état excité sont certainement les plus précises car elles ne font intervenir que la mesure d'un temps (1) (2). Ces méthodes sont malheureusement limitées aux raies correspondant au passage de l'état excité à l'état fondamental ou à un état voisin du fondamental. Ce sont en effet ces raies qui ont les probabilités de transition les plus grandes et qui déterminent ainsi la durée de vie de l'état excité. De plus, dans le cas des atomes plusieurs fois ionisés, ces raies sont situées dans l'ultra-violet très lointain quand ce n'est pas dans le domaine des rayons X, ce qui complique beaucoup leur mesure.

Nous avons donc utilisé la méthode de mesure qui consiste à mesurer le rayonnement de raies émises pour un plasma en équilibre thermique et, mesurant la température et les autres paramètres du plasma, d'en tirer les rapports des probabilités de transitions. Il est ensuite presque toujours possible de choisir dans les raies mesurées des raies émises par des sauts électroniques entre des niveaux excités correspondant à des nombres quantiques principaux élevés. Les probabilités de transition de ces raies sont alors calculables avec précision car leurs fonctions d'ondes sont presque hydrogénéïdes. La connaissance de ces probabilités de transition en valeur absolue et des rapports mesurés permet alors de connaître les probabilités désirées.

La première utilisation de l'expérience décrite ici a été la mesure de quelques raies de C III et C II dans le visible. Il était particulièrement intéressant de mesurer les raies 5696 Å et 4650 Å de C III qui ont été calculées dernièrement par Treffitz (3). Les résultats de calcul montrent en effet de grandes différences suivant les hypothèses faites et il nous a semblé utile de faire un contrôle expérimental.

Méthode de mesure

L'intensité totale d'une raie non réabsorbée, émise dans l'angle solide Ω , par un plasma de longueur l , en équilibre thermique, est donnée par :

$$I = A_{nm} h\nu N_m \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot l$$

où

$$N_m = N_1 \frac{g_m}{g_1} e^{-\frac{E_m}{kT}}$$

Le rapport des probabilités de transition des raies I et II émises dans de mêmes conditions par des atomes de même degré de ionisation sera :

$$\frac{A_I}{A_{II}} = \frac{I_I}{I_{II}} \cdot \frac{\nu_{II}}{\nu_I} \cdot \frac{(g_m)_{II}}{(g_m)_I} \cdot e^{+\frac{E_{mI}-E_{mII}}{kT}} \quad (1)$$

alors que dans le cas où des raies seront émises par le même élément, mais la raie I dans le degré de ionisation r et la raie II dans le degré de ionisation $r + 1$, la formule devient

$$\frac{A_I}{A_{II}} = \frac{I_I}{I_{II}} \cdot \frac{\nu_{II}}{\nu_I} \cdot \underbrace{\left(\frac{N_1}{g_1} \right)_{II} \cdot \left(\frac{g_1}{N_1} \right)_I}_K \cdot \frac{(g_m)_{II}}{(g_m)_I} \cdot e^{+\frac{E_{mI}-E_{mII}}{kT}} \quad (2)$$

où le produit K est donné par la formule de Saha

$$\left(\frac{N_1}{g_1}\right)_{II} / \left(\frac{N_1}{g_1}\right)_I = 2 \cdot \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} \frac{(kT)^{3/2}}{N_e} \cdot e^{-\frac{E_{(r+1,r)}}{kT}}$$

avec les significations suivantes pour les symboles utilisés dans cet article :

- I Puissance émise (Watt)
- A_{nm} Probabilité de transition entre l'état supérieur m et l'état inférieur n
- Ω Angle solide
- ℓ Longueur utile du rayonnement
- N_m Densité de la population d'atomes dans l'état m
- g_m, g_1 Poids de l'état m, de l'état 1
- E_m Energie d'excitation de l'état m (Joules) ou eV
- $f_{mn} = \left(\frac{\epsilon_0 mc^3}{2\pi e^2 \nu^2}\right) \cdot \frac{g_m}{g_n} \cdot A_{nm}$: force d'oscillateur en absorption
- N_e Densité électronique (m^{-3}) ou (cm^{-3})
- β_D Distance de Debye

Le rapport des probabilités de transition de raies d'un même élément ne dépend donc que de la température de la pression électronique et de constantes connues. En particulier elle est indépendante de la somme d'états du degré de ionisation r^* . Ceci est dû à ce que nous mesurons la densité électronique et non la pression totale du gaz (voir (4) par exemple).

* Cette somme d'états

$$Z(T) = \sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

n'est pas bornée car les g_i croissent comme le carré du nombre quantique principal de l'état i. Il est donc nécessaire d'interrompre la somme au moment où elle perd son sens physique. On le fait lorsque le champ perturbateur des ions et électrons voisins est suffisant pour faire passer un électron de l'état i à l'état (i+1), (voir (5)). Cette limite est mal définie, ce qui entraîne une grosse incertitude sur la valeur de $Z_1(T)$ aussitôt que la température du plasma est assez élevée pour que le $\left(\frac{E_i}{kT}\right)$ des termes supérieurs ne soit plus très grand.

La valeur des énergies de ionisation $E_{(r+1,r)}$ doit être diminuée de l'énergie moyenne du champ électrique créé par les charges voisines de l'atome excité. Cette correction est mal définie, Unsöld (5) donne :

$$\Delta E = 7.10^{-7} Z_{\text{eff}}^2 \sqrt[3]{n_e} \quad (\text{eV})$$

alors que Griem (6) en se basant sur des considérations thermodynamiques arrive à

$$\Delta E = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r_D} \quad (\text{eV})$$

Dans notre cas ($n_e \cong 10^{16}$ et $T = 2.10^4 \text{°K}$) la correction de Unsöld est de 0,3 eV environ alors que celle de Griem se réduit à moins de 10^{-2} eV. Ces valeurs sont faibles vis à vis de $E_{(r+1,r)}$, qui pour nous, dépasse 25 eV. Nous prendrons donc toujours $\Delta E = 0,15$ eV ce qui n'introduit pas d'erreur supplémentaire sur la précision des mesures que nous pouvons faire*.

La température du plasma est mesurée par le rapport d'intensité de 2 raies de probabilités de transitions connues (formule 2). Nous avons choisi les raies de He I 4471 Å et He II 4686 Å avec les probabilités de transitions données par (9), qui ont l'avantage d'être dans le même domaine de longueurs d'ondes que les raies à mesurer et de donner un rapport d'intensité favorable dans le domaine de température intéressant.

Les formules (1) et (2) admettent l'existence d'un équilibre thermodynamique local. Cette hypothèse est certainement valable dans l'expérience décrite ici à cause de la durée relativement longue de la

* Le problème de la limitation de l'énergie de ionisation qui est directement lié à celui de la somme d'états reste toujours ouvert (voir (7) et (8)). Il peut avoir une grande importance pratique lors de mesures dans des plasmas denses et froids pour les éléments ayant un $E_{(r+1,r)}$ de quelques eV.

décharge (0,5 ms) et de sa densité électronique élevée ($3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ environ). Des calculs faits par McWhirter (10) ont en effet montré que les excitations par chocs jusqu'aux niveaux excités et ionisés sont assez nombreuses pour compenser les pertes d'énergie par rayonnement non réabsorbé. De plus, dans notre cas, le calcul montre que le rayonnement ultra-violet des raies Lyman α et β de l'He I et de l'He II est certainement réabsorbé (voir (11)) ce qui élimine la principale source de pertes. Les mesures faites confirment pleinement ces calculs (11).

La densité est mesurée à l'aide de l'élargissement des raies, par effet Stark (voir (5) p. 307). Nous avons choisi, soit la raie de H_{β} lorsque l'hydrogène était en quantité suffisante, soit la raie He I 4471 Å ($2^3P - 4^3D$) dont le niveau supérieur est presque entièrement dégénéré du fait du champ électrique perturbateur des charges voisines. (A la densité de $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ seul le niveau 4^3S est encore entièrement distinct des autres niveaux 4, voir (12)).

La largeur à 1/2 hauteur ($\Delta\lambda$) de la raie est liée à la densité électronique du plasma par la formule

$$N_e = 3,92 \cdot 10^{14} (\Delta\lambda)^{3/2} \quad \begin{array}{l} N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)} \\ \Delta\lambda \text{ (Å)} \end{array}$$

lorsque l'on suit la théorie de Holzmark et par la formule

$$N_e = 3,6 \cdot 10^{14} (\Delta\lambda)^{3/2}$$

si l'on se base sur la théorie de Griem (6). Comme il semble que la théorie de Griem exagère les effets non adiabatiques ainsi que le montrent certaines mesures récentes (voir Bold (13)), nous prendrons

$$N_e = (3,76 \pm 0,16) \cdot 10^{14} (\Delta\lambda)^{3/2}$$

La précision est bien suffisante dans notre cas car elle dépasse la précision de la mesure de $\Delta\lambda$ (10 % environ).

Dans nos conditions expérimentales les raies sont émises sans réabsorption appréciable (pour les valeurs numériques, voir annexe 1). L'explication physique est que d'une part les raies de C III (qui sont peu élargies car l'effet Doppler est alors prépondérant) ne sont émises que par peu d'atomes (le carbone est introduit dans la décharge sous forme d'impureté) alors que, d'autre part, les raies de l'hélium de base (à la densité bien plus considérable de $Ni \approx 3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ne sont pas réabsorbées car elles s'élargissent beaucoup par effet Stark.

L'effet des inhomogénéités de température le long de l'axe peut également être contrôlé en prenant un profil de température estimé d'après des expériences précédentes (11). Dans ces expériences nous avons photographié les profils des raies He II 4686 Å et He I 4713 Å le long de l'axe du tube de décharge. L'estimation des variations de température que l'on tire, permet de calculer la correction à introduire lors de la mesure des probabilités de transition de C II et C III (Annexe 1). Cette correction reste plus faible que 10% dans le cas de mesures de rapports d'intensité des raies de C III entre elles et peut donc être négligée; par contre elle peut atteindre 50% lors de mesures donnant le rapport de l'intensité de raies de C II / C III et il est indispensable d'en tenir compte.

3. Description de l'expérience

Le tube de décharge représenté par la figure No 1 est parcouru par un courant de 3000 A. d'une durée de 0,5 ms. La mesure se fait axialement à travers 2 fenêtres de quartz pour éviter l'absorption du rayonnement ultra-violet.

Le montage optique est représenté par la fig. No 2. Le miroir tournant permet, grâce à un système de déclenchement, de n'enregistrer sur la plaque photographique qu'une période de 0,1 ms de la décharge. La description détaillée de l'installation a déjà été faite en (14) et nous renvoyons le lecteur à cette publication pour tous les détails de construction.

Le carbone dans la décharge est apporté sous forme de vapeur de C_6H_6 (Benzol). Le benzol est stocké sous forme liquide dans une des bouteilles de la rampe de mélange (voir fig. 3), sa pression de vapeur à la température ambiante est d'environ 70 Torr. La vapeur de benzol est introduite dans le volume de mélange à une pression qui varie entre 1 et 20 Torr suivant l'expérience. Elle est ensuite mélangée à de l'hélium jusqu'à ce que la pression atteigne 200 Torr. Le mélange de gaz est alors détendu dans le tube de décharge, ce qui donne une pression de 24 Torr. L'intensité des raies de C II et C III a tendance à diminuer lors de décharges successives dans le même gaz de remplissage, ceci doit correspondre à une attaque des parois par les composés d'hydrocarbures; on voit en effet les parois s'obscurcir rapidement et il devient nécessaire de changer les fenêtres d'observation toutes les 30 décharges environ.

L'étalonnage des plaques photographiques se fait avec une série de 8 décharges identiques (dans de l'hélium pur pour éviter l'attaque des fenêtres). L'image de chaque décharge est limitée en hauteur par un cache de 1mm placé directement devant la plaque. L'intensité de ces images est atténuée de décharge en décharge par des filtres étalonnés Balzers placés loin devant la fente d'entrée. La lumière passe ainsi à travers une surface importante des filtres, ce qui élimine l'influence de défauts locaux.

La lumière qui arrive avant le filtre gris est mesurée pour chaque décharge à l'aide d'un miroir semi-transparent et d'une phot cellule au silicium placée au foyer de la lentille. Cette lumière de contrôle est filtrée à la longueur d'onde de 4471 \AA par un filtre d'interférence. Les courbes d'étalonnage ont toujours été mesurées sur la raie He I 4471 \AA et sur d'autres raies d'He I de niveau excité supérieur peu différent de celui de la raie 4471 \AA .

Il n'a pas été possible d'utiliser la méthode du filtre étagé placé devant la fente d'entrée car le spectrographe Jarrel-Ash utilisé n'est pas stigmatique. Nous avons de même renoncé à utiliser la méthode du filtre collé sur la plaque photographique, car nous nous sommes rendu compte par des mesures que les filtres utilisés (des films exposés pour donner des filtres étagés d'un pas de 1 mm)

ne sont pas suffisamment également diffusants dans tout l'angle solide : la mesure de la transmission du filtre avec un photomètre (dans un faible angle solide) peut être différente de plus d'un facteur 2 de la transmission mesurée en prenant la lumière diffusée totale.

L'arc au carbone utilisé pour étalonner les plaques photographiques en longueurs d'onde est monté selon Euler (15) mais nous avons pris pour les conditions de travail et les valeurs du rayonnement des mesures de Magdeburg (16) plus récentes et qui semblent plus sûres. Le courant dans l'arc a été spécialement filtré pour éliminer la composante 100 Hz du redresseur qui donne autrement une fluctuation de 30% de la lumière émise. De même, l'avance automatique des charbons (réglée par la tension aux bornes des électrodes) a été ajustée jusqu'à ce que l'émission lumineuse varie de moins de 5% lors d'un cycle de réglage.

Le montage optique avait d'abord été prévu avec des lentilles de quartz. Il s'est malheureusement avéré que les aberrations chromatiques et également, quoique dans une moindre mesure, les aberrations sphériques rendaient impossible la formation d'une image nette de l'arc sur la fente d'entrée du spectrographe. Or seul le centre du cratère positif de l'arc rayonne avec une intensité connue (qui correspond à la température de sublimation du carbone) et il est indispensable de faire une image nette de cette région de l'anode sur la fente du spectrographe.

Il ne nous a pas été possible de trouver des achromats corrigés pour les longueurs d'ondes que nous envisagions (de 3500 Å à 6000 Å) et dont l'absorption soit connue dans ce domaine. (Les achromats quartz fluorure de lithium étaient inabordables vu le diamètre nécessaire de 5 cm). Nous avons donc été conduits à calculer et faire construire nous-mêmes des achromats taillés dans des verres Jena de transmissions connues* (voir quelques détails dans l'annexe 3). Les résultats sont bons et les aberrations mesurées ne dépassent pas les limites imposées.

* Il aurait évidemment été plus simple d'augmenter les distances focales de l'installation, c'était malheureusement impossible du fait de la place disponible et du spectrographe utilisable. De toute façon, le peu d'énergie à disposition n'aurait pas permis de diminuer l'ouverture du système de plus d'un facteur 2, ce qui aurait été insuffisant.

Enfin les images des objets dans le plan de la fente d'entrée du spectrographe doivent être assez étendues pour que l'image obtenue dans le plan de la plaque photographique ne soit pas déformée par l'astigmatisme propre du spectrographe*. Nous avons contrôlé que ce soit le cas dans tout le domaine spectral couvert par la plaque pour l'image la plus petite qui est celle de l'arc au carbone.

Les plaques photographiques Ilford HPS utilisées ont été développées selon la méthode mise au point au laboratoire (17) pour atténuer l'effet de bord dû à la diffusion du révélateur neuf et du révélateur usé à la limite d'une plage éclairée** (effet Eberhard).

Mesures.

Chaque plaque utilisée comprend les 8 décharges pour la courbe d'étalonnage puis 3 décharges de mesure et enfin 2 spectres de l'arc au carbone. Les courbes de noircissement des raies intéressantes ont été mesurées sur le microdensitomètre enregistreur Joyce de l'EPUL. La conversion noircissement-énergie est faite graphiquement pour le profil de chaque raie.

* Nous devions utiliser un spectrographe Jarrel-Ash de 75 cm de focale en montage Cerny-Turner à 2 miroirs avec un réseau de 10 cm de côté. L'angle de réflexion sur les miroirs qui atteint 18° explique la grande distance entre le plan focal sagittal et le plan focal tangentiel, donc l'astigmatisme vertical qui dépasse 2 mm.

** Les conditions de développement ont toujours été : révélateur ID 2, dilution de 1 à 4, température du bain 11° , durée de développement 60 min. dans une cuve oscillante.

La mesure de l'énergie totale émise par une raie est obtenue par intégration du profil. La difficulté principale est alors d'estimer l'influence de la surface du pied de la raie perdue du fait du fond continu.

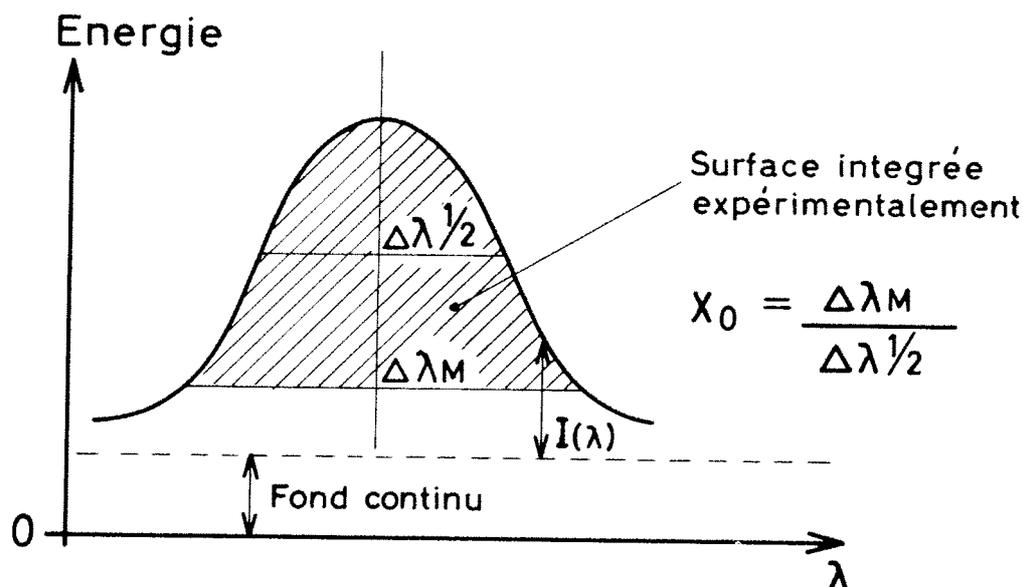


Fig. 4 Intégration

Pour l'estimer, nous avons défini le coefficient de correction :

$$R(X_0) = \frac{\text{surface mesurée}}{\text{surface réelle de la raie}}$$

Ce coefficient dépend de la limite choisie pour l'intégration et de la forme de la courbe d'élargissement. Pour définir la limite d'intégration, nous avons pris le rapport

$$X_0 = \frac{\text{largeur de la raie } \Delta\lambda_M \text{ à la limite d'intégration}}{\text{largeur de la raie } \Delta\lambda_{1/2} \text{ à la moitié de la hauteur mesurée}}$$

Ce coefficient de correction est calculé en annexe 2 pour les profils de raie en courbe de Gauss et en profil de dispersion. Cette nouvelle méthode présente des avantages par rapport à celle présentée par Unsöld (5) et utilisée par Wiese (18), car il n'est pas nécessaire d'estimer la position du fond continu. La précision a été testée, elle dépasse 1% et n'introduit donc pas d'erreur sensible dans le

cas des mesures photographiques*.

Les mesures des probabilités de transition ont été testées à l'aide de raies d'hélium de probabilités de transition connues, elles ont ensuite été faites pour les raies de C II et C III accessibles dans le domaine 4400 Å à 6000 Å. Les résultats sont représentés dans le tableau No 1, les dénominations des multiplets étant celles données par E. Moore (18).

TABLEAU No 1 : Probabilités mesurées.

Carbone C III

Longueur d'onde Å	Terme	J-J	f (Bates-Damgaards)	f (mesures)	f (Pfenning) (3)
4647.4	$3^3S - 3^3P^0$ (1)	1-2	0,423	0,44 } 0,235 } 0,076 } 0,75	0,75
4650.2		1-1	0,253		
4651.3		1-0	0,0845		
5696	$3^1P^0 - 3^1D$ (2)	1-2	0,407	0,23	0,25
4665.9	$3s^3P^0 - 3p^3S$ (5)	2-2	0,205	0,22	
4663.5		1-0	0,0911	0,115	

* Pour les raies du type de H_β , nous avons mesuré les largeurs sur les 2 ailes de la raie en partant chaque fois du maximum le plus proche.

Carbone C II

Longueur d'onde Å	Terme	J-J	f (Bates-Damgaards)	f (mesures)
4618.85	$3d^2F^0-4f^2G$ (50)	-	0,923	0,92
5145.2	$3s^4P^0-3p^4P$ (16)	2 1/2- 2 1/2	0,239	0,58
5139.2		1 1/2- 1 1/2	0,0456	0,09
5137.3		1/2- 1/2	0,0569	0,104
5151.1		2 1/2-1 1/2	0,102	0,16
5143.5		1 1/2- 1/2	0,142	0,32
5133.3	$3s^4P^0-3p^4S$ (15)	1 1/2- 2 1/2	0,285)	0,42
5132.9		1/2 - 1 1/2	0,126	
5662.5		2 1/2-1 1/2	0,104	
5648.1	3^2D-4^2P (5)	1 1/2- 1 1/2	0,104	0,14
5640.5		1/2 - 1 1/2	0,104	0,14
5889.97		2 1/2- 1 1/2	0,134	0,2
5891.65	1 1/2 - 1/2	0,105)	0,169	

Les valeurs f obtenues dans le spectre du C III sont rapportées à la valeur théorique du multiplet 4650 Å ($3^3S - 3^3P^0$). La valeur f pour la raie 5696 Å $3^1P^0-3^1D$ est alors de 0,23, ce qui correspond très bien à la valeur proposée par Pfenning (3) et beaucoup moins bien à la valeur de 0,407 donnée par la méthode de Bates et Damgaards*. Ce résultat qui correspond à la moyenne de plusieurs mesures faites dans des conditions différentes semble sûr car la dispersion expérimentale est plus faible que l'écart entre les 2 valeurs théoriques. De plus les erreurs systématiques dues à la mauvaise connaissance du gradient de température le long de l'axe ou à des inhomogénéités de concentration le long de ce même axe ne

* Nous avons dû faire un programme machine pour calculer certaines valeurs f suivant Bates-Damgaards pour des valeurs des paramètres qui dépassent celles tabulées en (19). Nous nous sommes aperçu alors que les valeurs tabulées sont dangereuses car le pas des paramètres est tellement grand que l'interpolation linéaire introduit des erreurs qui peuvent atteindre 30 %.

doivent pas fausser beaucoup ce résultat, car la différence d'énergie entre les 2 niveaux excités supérieurs des raies est très faible.

Les résultats obtenus expérimentalement pour C II ont été rapportés à la raie 4618 ($3d^2F^0 - 4f^2G$). La divergence entre les valeurs mesurées et celles calculées d'après Bates et Damgaards est bien celle que laissent prévoir des mesures faites sur d'autres éléments. Les valeurs f de C II peuvent aussi être mesurées par rapport à la raie 4650 Å de C III. Les valeurs obtenues correspondent bien à celles rapportées à 4618 C II, compte tenu de la distribution de température le long de l'axe et de l'incertitude sur la température.

En conclusion, il est certain que la précision des mesures est actuellement limitée par le processus photographique. Il ne fait pas de doute que cette installation, équipée d'un système de mesure photoélectrique, permettrait d'obtenir une précision beaucoup plus grande.

Références :

- (1) W. Demtröder, Z. Physik 166, 42 (1962)
- (2) L. Heroux , Conference on ultra-violet spectroscopy
Culham, April 1966
- (3) H. Pfenning, E. Trefftz, J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 5, 335, (1965)
- (4) F. Mastrup, W. Wiese, Z. Astrophysik 44, 259, 1958
- (5) A. Unsöld Physik der Sternatmosphären, Springer 1955
- (6) H.R. Griem Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill 1964
- (7) A. Schlüter, I.P.P. 6/II, Institut für Plasmaphysik München
- (8) H.W. Drawin EUR-CEA-FC-355, 1966, Fontenay-aux-Roses France
- (9) E. Trefftz Zf. Astrophysik 44, 1, 1957
- (10) R.W.P. McWhirter, C.L.M. p. 23 et Proc. Phys. Soc. 82, 641, 1963.
- (11) J. Durand Zf. Naturforschung 18, 281, 1963
- (12) H. Wulff Zf. Physik 150, 614, 1958
- (13) G. Bold M.P.I.-PA-6/64, München
- (14) J. Durand L.R.P. 16-65, Physique des Plasmas, Lausanne
- (15) J. Euler Annalen der Physik 11, 203, 1953
- (16) H. Magdeburg, Physikalisch Technische Bundesanstalt, Berlin
- (17) J. Durand L.R.P. 24-66, Physique des Plasmas Lausanne
- (18) W.L. Wiese J.O.S.A. 51, 937, 1961
- (19) D.R. Bates Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 242, 101, 1949
- (20) W. Frie Zf. Physik 185, 493, 1965
- (21) A.E. Conrady, Applied Optics, Dover 1957

A N N E X E No 1

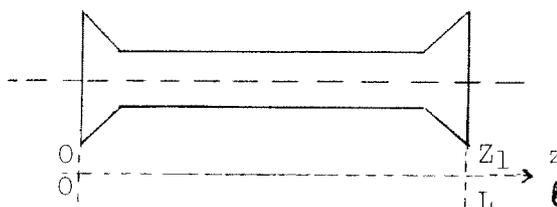
Rayonnement et épaisseur optique des raies mesurées.

Le rayonnement émis dans la direction de l'axe du tube de décharge pour un rayonnement de longueur d'onde ν est donné par :*

$$I_{\nu} = \int_0^{Z_1} B_{\nu}(z) e^{-z} dz$$

ou

$$z = \int_0^{\ell} x_{\nu} \cdot dl$$



On peut en effet remplacer la fonction source $S_{\nu}(z)$ par le rayonnement du corps noir $B_{\nu}(T)$ car, comme nous l'avons montré, le plasma est en équilibre thermodynamique local. Dans le cas d'un plasma homogène et avec $Z_1 \ll l$, il vient :

$$I_{\nu} = B_{\nu}(1 - e^{-Z_1}) \approx B_{\nu} \cdot x_{\nu} \cdot L \left(1 - \frac{x_{\nu} L}{2}\right)$$

et il faut montrer théoriquement ou expérimentalement que $x_{\nu} \cdot L$ reste petit vis à vis de 1 pour pouvoir faire une mesure précise de l'intensité d'une raie.

L'absorption par atome est donnée par :

$$x = \frac{\pi \theta^2}{mc} N f \phi_{\nu}$$

avec

m Masse de l'électron

f force d'oscillateur (en absorption)

N nombre de particules par cm^{-3} dans l'état excité inférieur

ϕ_{ν} fonction d'élargissement de la raie (normée à 1)

* Pour les détails et les valeurs numériques nous renvoyons le lecteur aux réf. (5) p. 106 et p. 288 et (12).

a) Cas des raies de C III et C II

L'effet Stark sur des raies d'un élément 2 fois ionisé est très faible et l'élargissement Doppler donne certainement une valeur maximum du coefficient d'absorption assez proche de la réalité. La fonction d'élargissement est alors

$$f_{\nu} = \frac{1}{\Delta\nu_D \cdot \sqrt{\pi}} \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2}$$

avec

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

avec $T = 3 \cdot 10^4$ °K, $N_e = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et f de l'ordre de grandeur de 0,5 on obtient un $(x_{\nu}, 1)$ plus grand que l'unité pour des raies de C III si l'on admet que le carbone introduit reste dans la même proportion par rapport à l'hélium avant et pendant la décharge.

Ce n'est certainement pas le cas car la mesure des raies du triplet le plus intense de C III ($4647 \text{ \AA } 3^3\text{S} - 3^3\text{P}^0$) donne exactement la proportion théorique entre les intensités des 3 raies alors qu'une réabsorption devrait donner des rapports tendant vers 1. On se trouve donc devant un effet de diffusion sélective ("Entmischung" voir (20)) qui expulse les atomes de carbone du centre de la décharge.

Les raies de C II ne sont alors certainement pas réabsorbées car au-dessus de $30'000$ °K la population du niveau de base du C II devient plus faible que celle du C III (de plus certaines raies de C II étudiées présentent un élargissement par effet Stark supérieur à celui de l'effet Doppler).

b) Cas des raies de He I

Dans le cas des raies peu élargies de l'He I c'est l'élargissement dû à l'effet Stark quadratique qui joue le rôle principal (séries des raies dont un des niveaux est un niveau 3S ou 1S). Il vient alors

$$\tau_{\nu} = \frac{(\gamma/2\pi)}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + (\Delta\nu)^2} \quad \text{avec } \gamma = 6,2 C^{2/3} V^{1/3} N_e$$

Suivant une remarque de Wulff (12) qui montre que l'effet quadratique n'agit certainement pas seul, nous ne prendrons pas la valeur théorique de C mais nous la tirerons de mesures faites dans des conditions très semblables aux nôtres. Il vient pour la raie 4713 Å ($2^3P^0 - 4^3S$)

$$\gamma = 0,95 \cdot 10^{-5} N_e \text{ sec}^{-1}$$

L'épaisseur optique au centre de la raie est alors

$$\tilde{\tau}_{\nu} = x_{\nu} L = 1,65 \cdot 10^2 \frac{N}{N_e}$$

où N est la densité des niveaux excités dans le niveau 2^3P^0 . La relation de Saha donne pour $T = 30'000^{\circ}K$

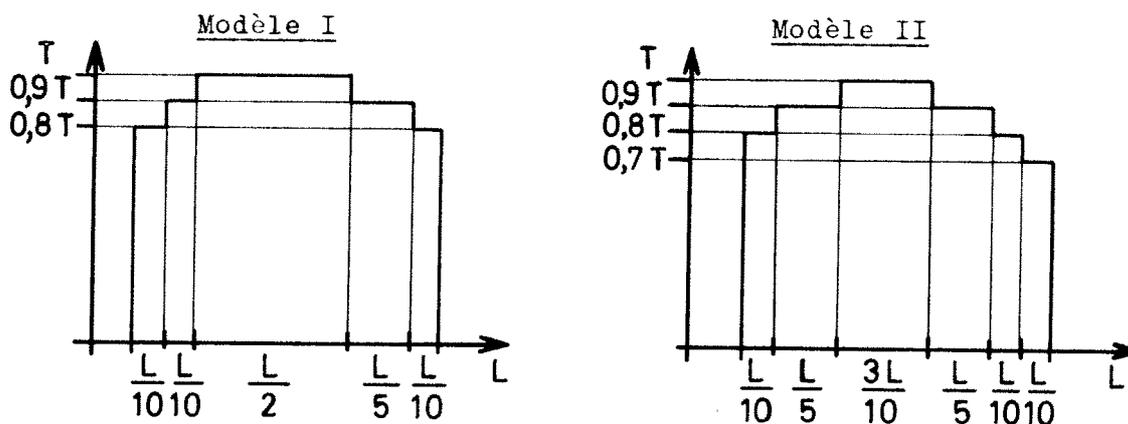
$$\tilde{\tau}_{\nu} \cong 1,6 \cdot 10^{-19} N_e \ll 1 \quad \text{si } N_e = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

Cette raie n'est donc certainement pas réabsorbée dès que la température dépasse $3 \cdot 10^4$ °K. Il faut par contre éviter d'utiliser la raie He I 5876 Å ($2^3P^0 - 3^3D$) qui est certainement réabsorbée dans nos conditions expérimentales. Sa force d'oscillateur est en effet 100 fois plus élevée et son élargissement 3 fois plus faible que pour la raie 4713 Å.

Mesure du rapport d'intensité de 2 raies.

Influence des variations de température le long de l'axe.

En se basant sur les mesures faites en (11) nous avons estimé 2 distributions de température le long de l'axe qui semblent représenter au mieux la distribution réelle.



Nous avons alors intégré le rayonnement émis selon l'axe pour les raies 4686 Å He II et 4713 Å He I ainsi que pour deux raies types de C III et C II. Si nous rapportons les rapports d'intensité calculés aux rapports obtenus lorsque la température T est constante le long de l'axe, nous obtenons :

$$\text{Rapport : } \frac{\frac{\text{Intensité de la raie He II}}{\text{Intensité de la raie He I}}}{\frac{\text{Intensité de la raie C III}}{\text{Intensité de la raie C II}}}$$

Modèle	T = 36'000°K	T = 40'000°K	T = 44'000°K
I	1,4	1,25	1,15
II	1,44	1,35	1,17

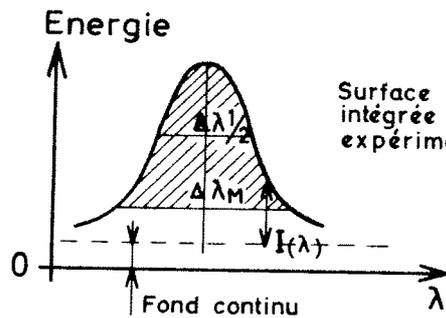
Nous voyons que la valeur de ce rapport reste inférieur à 1,5 dans le domaine des températures utiles. Il faudra l'introduire dans les calculs toutes les fois que nous voudrions obtenir les probabilités de transition de C III à partir d'une probabilité de transition de C II connue.

La mesure de la température elle-même n'est que très peu affectée par le profil de température. Le calcul montre que l'erreur est plus faible que 2%. De même la mesure de rapports d'intensités de raies de même degré de ionisation ne sera pratiquement pas influencée par le profil de température car les niveaux supérieurs d'excitation des raies sont peu différents. En conclusion, on peut dire que l'incertitude dans la connaissance du profil de température n'augmente pas de manière sensible l'imprécision des résultats aussi longtemps que l'on se borne à des mesures photographiques.

A N N E X E No 2

Intégration sur le profil d'une raie . Coefficient de correction.

Soit la raie donnée par le profil de la figure 4 avec la fonction d'élargissement $\varphi(\lambda)$



$$E = E_0 \cdot \varphi(\lambda) + E_{\text{fond}}$$

$$X_0 = \frac{\Delta\lambda_M}{\Delta\lambda_{1/2}}$$

le coefficient de correction est défini par

$$R = \frac{\text{Surface mesurée}}{\text{Surface totale de la raie}}$$

$$R = \frac{\int_{-\Delta\lambda_M}^{+\Delta\lambda_M} E_\lambda d\lambda - 2E_{\Delta\lambda_M} \cdot \Delta\lambda_M}{\int_{-\infty}^{+\infty} E d\lambda} \quad (3)$$

A) Cas du profil en dispersion

La fonction d'élargissement est alors

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{M}\right)^2}$$

où M est égal à la moitié de la largeur à 1/2 hauteur lorsque $\Delta\lambda_M$ tend vers l'infini. Par intégration de (3), on obtient la relation

$$R = \frac{2}{\pi} \left[\text{arc tg} \sqrt{x^2 - 2} - \frac{\sqrt{x^2 - 2}}{(x^2 - 1)} \right]$$

La valeur de R^{-1} est donnée par la courbe a) de la figure 5.

Lorsque X_0 est plus grand que 2,5 on peut utiliser le développement

$$R \cong 1 - \left[\frac{4}{\pi} \frac{1}{\varepsilon} \right] + \left[\frac{8}{3\pi} \frac{1}{\varepsilon^3} \right] - \left[\frac{12}{5\pi} \cdot \frac{1}{\varepsilon^5} \right] + \dots + O \left(\frac{1}{\varepsilon^7} \right)$$

avec $\varepsilon^2 = X_0^2 - 2$.

B) Cas du profil purement Gaussien

(Fonction d'élargissement dans le cas de l'effet Doppler)

$$\varphi(\lambda) = e^{-\left(\frac{\lambda}{M}\right)^2}$$

La largeur à 1/2 hauteur de la raie lorsque λ_M tend vers l'infini est ici égale à $(2 \ln 2) \cdot M$

Le plus simple, pour trouver les valeurs numériques de R^{-1} , est d'utiliser une table de la fonction erreur. On obtient ainsi la courbe b) de la figure 5. On voit que lorsque X_0 descend en-dessous de 2, la méthode perd toute précision car l'imprécision sur la détermination de X_0 provoque une imprécision intolérable sur la valeur de R^{-1} .

A N N E X E N o 3

Calcul de lentilles optiques.

Nous avons été conduits à construire nos optiques après avoir constaté que les grandes firmes se désintéressent complètement de la fabrication de pièces uniques et que les petites maisons veulent bien polir toutes les lentilles que vous voulez mais se refusent à tout calcul.

Nous avons donc mis au point un programme automatique pour le calcul de systèmes centrés composés de moins de 20 surfaces optiques. Le programme annule d'abord l'aberration longitudinale pour le rayon marginal et fait satisfaire le système à la condition des sinus d'Abbé pour une longueur d'onde. Les 2 paramètres variables sont la courbure globale du système et la courbure d'un nombre entier quelconque de lentilles successives dans le système (méthode de Conrady (21)). Le programme corrige ensuite l'aberration chromatique pour 2 longueurs d'ondes puis revient à la première correction jusqu'à ce que le système soit satisfaisant.

Le programme est prévu en Fortran IV pour IBM 7040. Il agit suivant le schéma suivant :

- a) Choix par l'opérateur d'une géométrie arbitraire initiale.
- b) Choix des verres.
- c) Calcul paraxial de l'aberration chromatique et compensation par courbure de la dernière surface.
- d) Calcul de 6 rayons marginaux pour 6 valeurs des paramètres de courbure.
- e) Calcul d'un paraboloïde des aberrations pour chacune des 2 aberrations en fonction des paramètres de courbure.
- f) Recherche de la plus petite des courbures qui annule simultanément les 2 paraboloïdes d'aberration.
- g) Recherche des aberrations résiduelles au point trouvé et répétition si ces aberrations sont trop élevées.

h) Calcul de l'aberration chromatique pour le rayon moyen, si cette aberration est trop élevée, correction de la courbure de la dernière surface et reprise du calcul en d).

i) Correction de distance focale

j) Impression des courbures ainsi que des aberrations paraxiales marginales et moyennes pour les longueurs d'ondes désirées.

Ce programme qui est à la disposition de toute personne intéressée a été sérieusement testé pour les systèmes à 2 lentilles. Le calcul d'une telle optique demande en moyenne un temps machine de 0,02 heures.

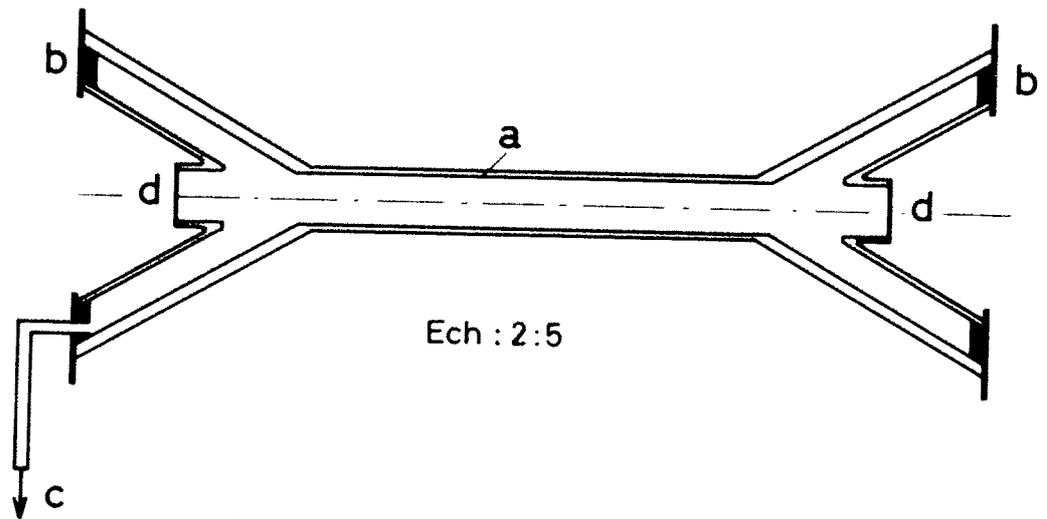


Fig.1 Tube de décharge

a) parois de quartz

b) électrodes d'aluminium

c) tube de pompage et de remplissage

d) fenêtres d'observation

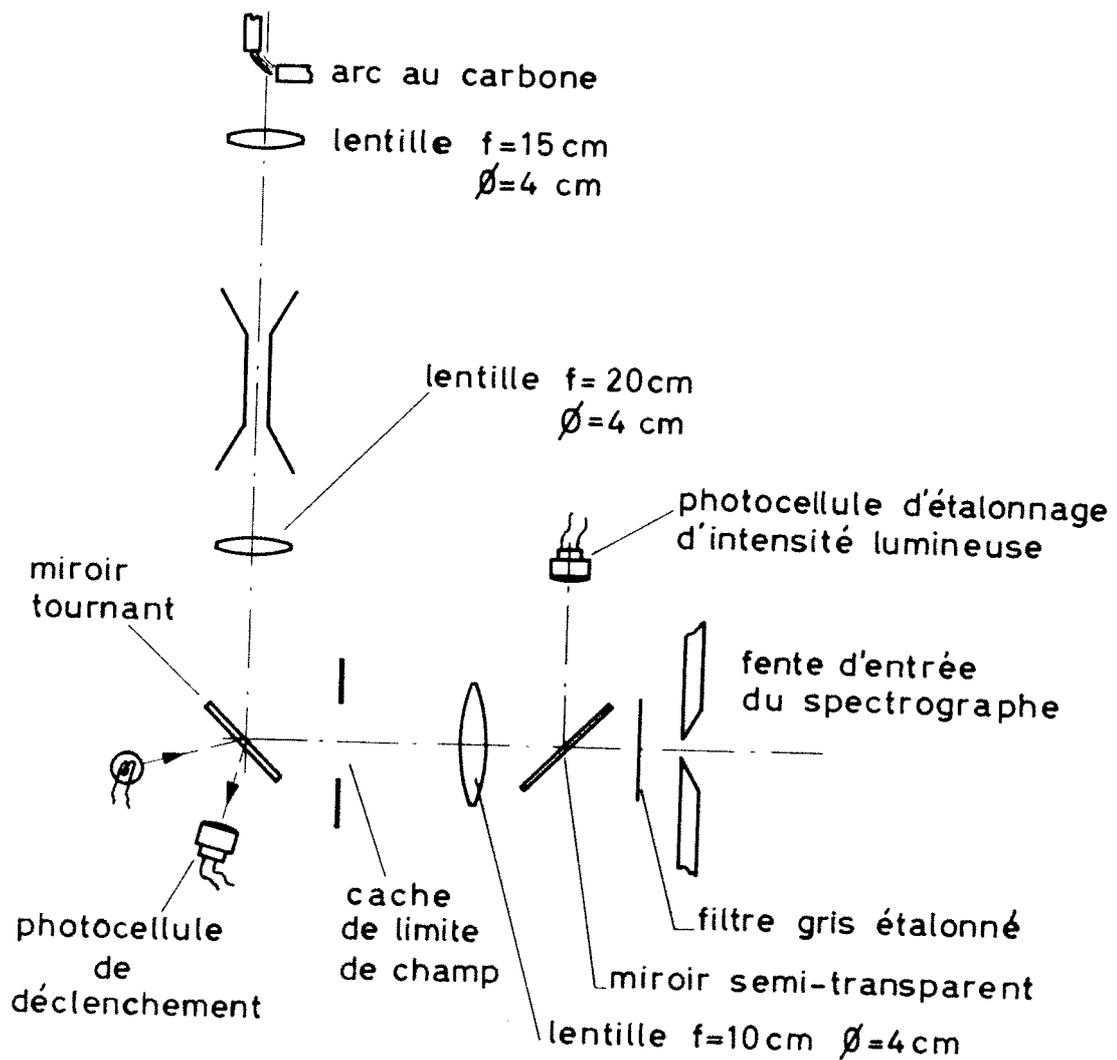


Fig.2 Montage optique

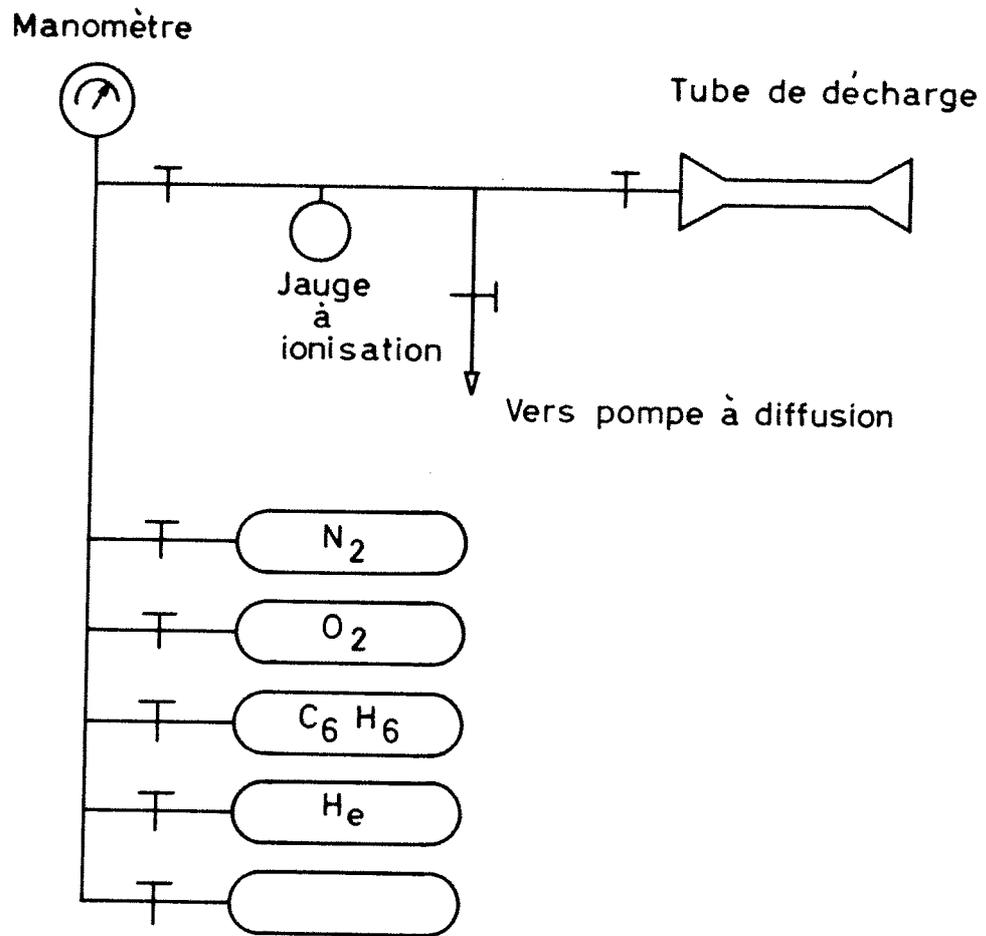


Fig.3 Système de mélange de gaz

