

Mesures de températures ioniques dans un plasma de brève durée à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Perot multicanal

Autor(en): **Berney, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **44 (1971)**

Heft 2

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114278>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Mesures de températures ioniques dans un plasma de brève durée à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Perot multicanal

par **A. Berney**

Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Avenue des Bains 21, Lausanne¹⁾

(22 VIII 70)

Abstract. This work describes ion temperature measurements made by means of Doppler line broadening in a rotating magnetic field pinch experiment. A 12-channel Fabry-Perot interferometer has been constructed and profiles of various helium and impurity lines were measured as functions of time and position in the discharge tube.

The theoretical standard deviation of the results was computed by a statistical analysis using a Monte-Carlo simulation programme. This allowed us to separate the real variations of the plasma from the fluctuations of the measurements.

The main limitations of the accuracy of the results were due to lack of light intensity and parasitic broadening mechanisms (Stark and reabsorption effects). Nevertheless, reasonable values of the temperatures of ionised nitrogen, oxygen and helium were obtained for three different filling pressures (20, 60 and 180 mTorr He).

Introduction

Ce travail décrit des mesures d'élargissement Doppler de raies spectrales émises par un plasma, en vue d'en déterminer les températures ioniques.

Le plasma étudié est produit par une décharge à haute fréquence et à champ magnétique tournant. La durée est de quelques microsecondes et la densité maximum est comprise entre 5×10^{15} et $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, suivant la pression initiale. Le gaz utilisé est de l'hélium.

L'étude de cette décharge nécessitait une résolution temporelle élevée, ainsi qu'une bonne résolution spatiale. Avec la faible quantité de lumière disponible, ces exigences ne pouvaient être que partiellement satisfaites; encore fallait-il disposer d'un instrument suffisamment lumineux, mais assez dispersif, pour mesurer des largeurs de raies de quelques dixièmes d'Ångstrom.

L'interféromètre de Fabry-Perot multicanal, que nous avons construit, allie précisément ces qualités et il permet la mesure photoélectrique simultanée de douze éléments spectraux voisins. Ces douze points du spectre représentent une bande de largeur totale ajustable entre 0,2 et 10 Å.

¹⁾ Adresse actuelle: Department of Physics, University of British Columbia, Vancouver 8, Canada.

Diverses raies d'impureté (oxygène et azote) ou du gaz principal (hélium) ont ainsi été découpées et nous avons pu, en reconstituant leur profil, déterminer leur largeur en fonction du temps. Dans les cas favorables, cette mesure a fourni directement la température des particules sources. Dans certains cas, il a fallu tenir compte, en plus de l'effet Doppler, d'autres causes d'élargissement des raies (effet Stark, réabsorption).

Après quelques rappels sur les divers mécanismes d'élargissement des raies spectrales, nous décrivons le dispositif de production du plasma et l'instrument de mesure. Un chapitre est ensuite consacré à la méthode de dépouillement et à une analyse statistique des résultats possibles par un calcul de Monte-Carlo. Cela nous a permis de déterminer la précision des mesures et de distinguer les fluctuations dues à la mesure et celles qui correspondent à des variations réelles du plasma. Finalement nous donnons les résultats les plus significatifs.

I. Élargissement des raies spectrales

Dans le domaine de densité et de température du plasma de notre expérience les deux principaux mécanismes d'élargissement des raies spectrales sont l'effet Doppler et l'effet Stark. La largeur naturelle qui est de l'ordre de 10^{-4} Å est négligeable et l'effet Zeemann ne joue pas de rôle car le plasma observé ne contient pas de champ magnétique.

En faisant l'hypothèse que la distribution des vitesses des particules sources est maxwellienne, l'élargissement Doppler est gaussien. La largeur à mi-hauteur est alors donnée par la relation:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$$

L'élargissement Stark dépend essentiellement de la densité. Diverses théories [1] permettent de calculer le profil de certaines raies spectrales, en particulier leur largeur. En simplifiant on peut écrire:

$$\Delta\lambda_{1/2} = C n^\alpha$$

n est la densité, C une constante attachée à la raie considérée et dépendant légèrement de la température électronique; α vaut $2/3$ ou 1 suivant les cas.

La table I donne quelques valeurs des élargissements Doppler et Stark.

Table I
Ordre de grandeur des largeurs à mi-hauteur de quelques raies spectrales

Elément	λ	Largeur Doppler en Å			Largeur Stark en Å		
		kT en eV			n en cm^{-3}		
		1	10	100	10^{15}	10^{16}	$5 \cdot 10^{16}$
H	H_β (4861)	0,4	1,2	4	2	10	30
He	He_I 3889	0,2	0,6	2	0,02	0,25	1,2
He^+	He_{II} 4686	0,2	0,6	2	0,1	0,5	1,5
$C^+ N^+, O^+$	(5000)	0,1	0,3	1	0,01–0,1		0,05–0,5

10 eV et 10^{16} cm^{-3} sont des valeurs typiques pour notre plasma. Les raies de l'hydrogène sont donc inutilisables pour une mesure d'élargissement Doppler; pour

l'hélium, les deux contributions sont du même ordre de grandeur. L'emploi de ces raies pose deux problèmes: 1. l'évaluation de la largeur Stark qui nécessite la connaissance de la densité; 2. la séparation des deux contributions à l'élargissement. Seuls les éléments plus lourds, mais qui apparaissent comme impuretés dans notre plasma, ont des raies vraiment favorables à ce genre de mesure²⁾.

Si la densité et la dimension du plasma sont grandes la réabsorption peut être la cause d'un élargissement supplémentaire. La répartition en longueur d'onde de l'intensité d'une raie spectrale n'est le résultat de l'addition de tous les photons émis dans la direction d'observation que si la probabilité d'absorption est négligeable. Le plasma est alors transparent à son rayonnement et on dit qu'il est optiquement mince. Dans le cas contraire et pour un plasma homogène, par exemple, la réabsorption d'une raie spectrale peut être considérée comme un phénomène de saturation de son intensité, saturation plus marquée au centre que sur les ailes de la raie. Il en résulte un élargissement apparent plus grand dont il est très difficile de tenir compte. Une partie de nos mesures (raie He_{II} 4686) a été perturbée par ce phénomène ce qui a restreint encore le domaine des résultats.

II. Description de l'expérience

1. Stabilisation dynamique et champ magnétique tournant

Le plasma observé est produit dans une expérience de confinement d'une colonne de plasma par un champ magnétique tournant [2, 3].

Cette expérience s'inscrit dans le contexte des études concernant l'utilisation de champs magnétiques oscillants à haute fréquence pour confiner et/ou stabiliser un plasma. Dès 1957, certains auteurs, Tayler [4], Berkowitz [5] et Weibel [6, 7] ont étudié les possibilités qu'offrent de tels champs. Weibel a montré que dans certains cas des configurations instables avec un champ quasistatique pouvaient être stabilisées par l'application d'un champ oscillant. Cette méthode a été appelée stabilisation dynamique. La théorie fut développée dans le cas du champ magnétique tournant par Troyon [8] qui a établi des critères précis de stabilité.

La difficulté de l'expérimentation de ces procédés est la production de champs magnétiques de grande amplitude oscillants à haute fréquence. Dans notre laboratoire, le problème a été résolu par la création de générateurs à lignes fonctionnant à plusieurs MHz et fournissant, en régime pulsé, quelques dizaines de MW [9-12]. Un nouveau générateur en voie d'achèvement fournira plusieurs centaines de MW [13].

Weibel et Troyon ont considéré des plasmas sans champ magnétique à l'intérieur. Ceci exige que la profondeur de pénétration des courants et des champs soit petite, comparée aux dimensions du plasma, ce qui est le cas dans notre expérience.

Le plasma est produit par deux courants perpendiculaires, l'un axial et l'autre azimutal, oscillant à la même fréquence de 3 MHz mais déphasés d'un quart de période. Les champs magnétiques associés sont, eux aussi, perpendiculaires et déphasés de 90°. On peut les noter $B_z \cos \omega t$ et $B_\theta \sin \omega t$.

²⁾ Il s'agit des raies correspondant au premier degré d'ionisation de ces éléments. Pour les degrés d'ionisation supérieurs, nous n'avons que très peu de renseignements sur l'influence de l'effet Stark.

Les courants sont programmés de telle sorte qu'à la surface du plasma on ait $B_z = B_\theta = B_s$; le champ résultant est alors tournant. L'intérêt d'un tel champ est de produire une pression magnétique constante. En effet:

$$p_m = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{1}{2\mu_0} (B_s^2 \cos^2 \omega t + B_s^2 \sin^2 \omega t) = \frac{B_s^2}{2\mu_0} . \quad (\text{II-1})$$

2. Dispositif expérimental

La figure 1 donne le schéma du dispositif expérimental. Le tube central est en céramique et a un diamètre intérieur de 5 cm. La distance entre les électrodes du courant HF axial est de 50 cm. C'est dans cette région qu'est créé le plasma qui nous intéresse. Pour faciliter la résolution spatiale, un «look-in» monté sur un support mobile permet l'exploration en dehors de l'axe du système.

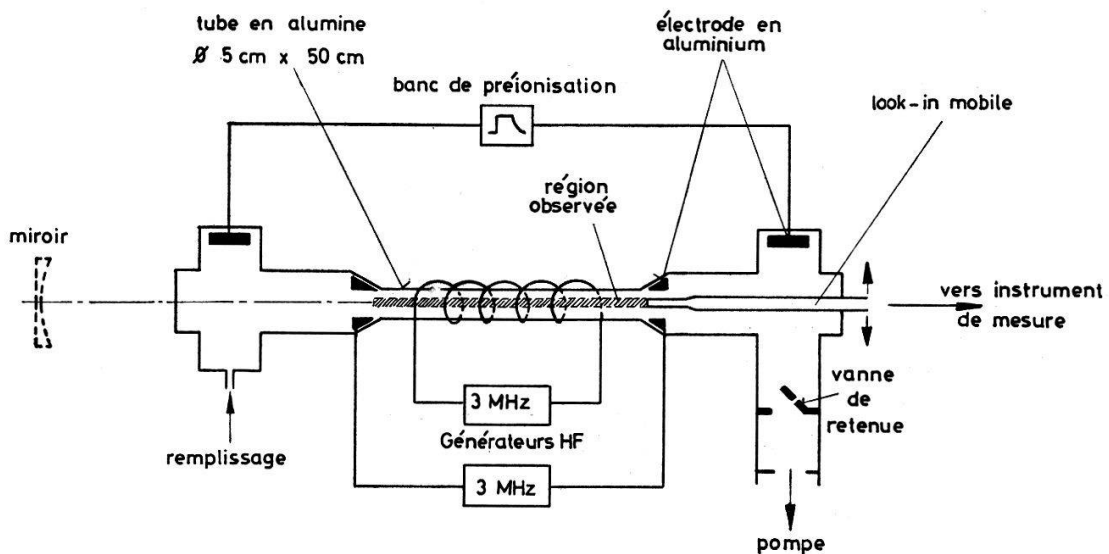


Figure 1
Schéma du dispositif expérimental.

La figure 2 montre les oscillogrammes des courants et du carré du champ magnétique en surface.

Chaque tir commence par une décharge de préionisation qui dure 10 à 30 μs suivant les cas avec une intensité d'environ 9 kA.

Quelques μs après, le courant HF azimutal démarre. Il est induit dans le gaz préionisé par un courant circulant dans la bobine entourant le tube et alimenté par un des générateurs à lignes mentionnés. Un quart de période plus tard, c'est l'enclenchement du second générateur fournissant le courant HF axial injecté dans le plasma par des électrodes annulaires en aluminium pur. Le carré du champ magnétique, qui mesure directement la pression magnétique régnant à la surface du plasma, est donné par un appareil utilisant des circuits éleveurs au carré et un sommateur [14]. Cette mesure est très sensible aux inégalités des deux champs B_z et B_θ ainsi qu'à tout écart de leur différence de phase qui doit être de 90 degrés. La modulation de ce signal indique que ces deux conditions ne sont pas parfaitement réalisées.

Une première version de ce dispositif avait déjà été expérimentée avec un tube de décharge en pyrex [15]. Le nouveau tube en alumine utilisé dans cette expérience

ainsi que les efforts faits pour réduire le taux des impuretés ont beaucoup amélioré la propreté de la décharge.

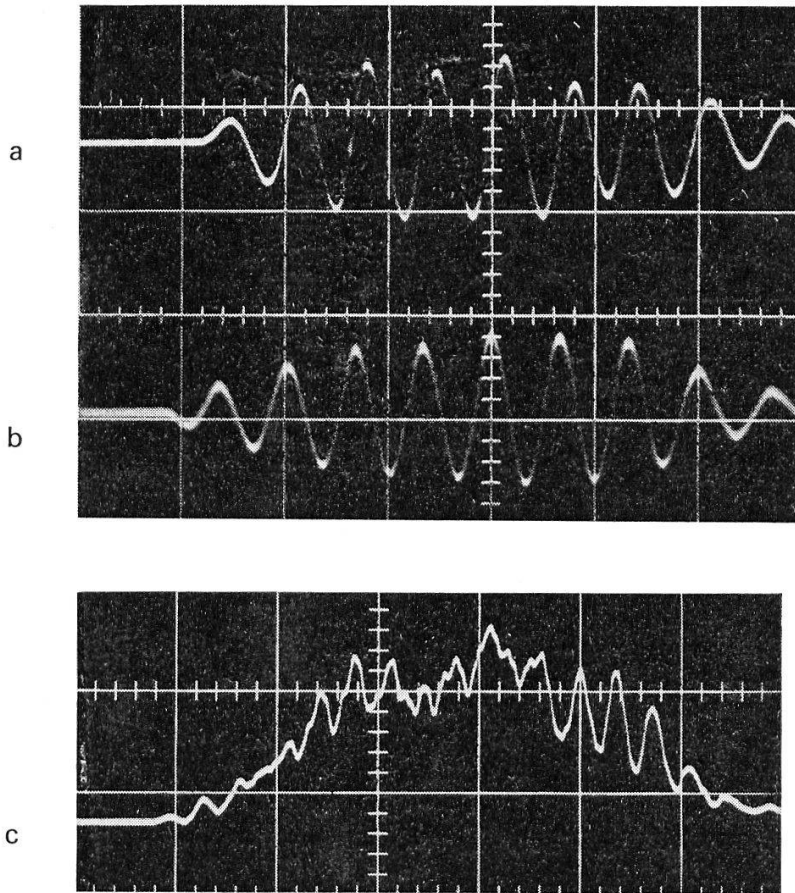


Figure 2

Oscillogrammes des courants et du carré du champ magnétique à la surface du plasma. Vitesse de balayage: $0,5 \mu\text{s}/\text{div}$. a) Courant axial I_z : $35 \text{ kA}/\text{div}$. b) Courant azimuthal I_θ : $35 \text{ kA}/\text{div}$. c) Carré du champ magnétique B^2 : $3,5 (\text{kG})^2/\text{div}$.

3. Instrument de mesure

1. Introduction

Nous avons construit notre instrument de mesure sur le modèle d'un appareil réalisé par J. G. Hirschberg et autres [16, 17]. Il s'agit d'un interféromètre de Fabry-Perot multicanal permettant la mesure de l'élargissement des raies spectrales émises par des sources variant rapidement. Le principe en est le suivant: après avoir traversé l'interféromètre, la lumière est répartie en douze éléments spectraux voisins dont chacun est dirigé vers un photomultiplicateur séparé. Cette répartition est faite par un astucieux système de miroirs annulaires et concentriques placés dans le plan de focalisation des anneaux du Fabry-Perot. L'enregistrement simultané des 12 signaux donne toute l'information sur le profil de la raie spectrale observée en un seul coup, chose indispensable pour étudier des sources non reproductibles.

Le choix de l'interféromètre de Fabry-Perot comme élément dispersif a été dicté par la recherche du maximum de luminosité de l'appareil.

Jacquinot [18] a en effet montré que, comparé à un instrument utilisant un réseau ou un prisme de même surface et à pouvoir de résolution égal, le Fabry-Perot a une beaucoup plus grande luminosité.

2. Système Fabry-Perot-miroirs

Nous nous référons à la figure 3. A travers le Fabry-Perot, il y a interférences constructives, ou plus précisément maximum de transmission, chaque fois que:

$$d \cos \theta = k \frac{\lambda}{2} \quad \text{avec } k \text{ entier.} \quad (\text{III-1})$$

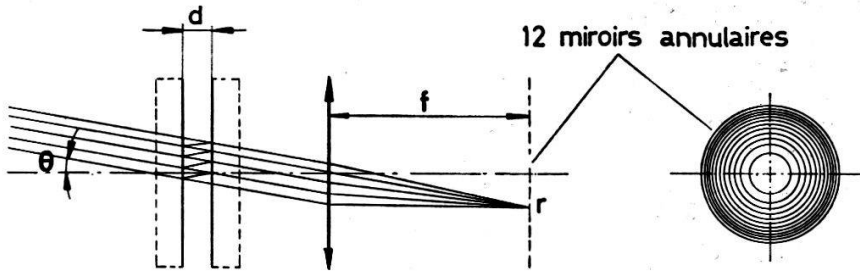


Figure 3
Principe du Fabry-Perot multicanal.

Les anneaux qui se forment dans le plan focal de la lentille sont tels que, pour une distance d donnée et une région spectrale limitée (k fixé), les variations du rayon et de la longueur d'onde privilégiée sont liées au voisinage de l'axe par:

$$d\lambda = -\lambda \frac{r dr}{f^2}. \quad (\text{III-2})$$

La relation (III-2) indique une proportionnalité entre l'élément de spectre $d\lambda$ et l'élément de surface annulaire $dS = 2\pi r dr$. Cette propriété est utilisée en récoltant la lumière sur des miroirs concentriques de surfaces égales. Ceux-ci sont orientés de façon à réfléchir chacun des faisceaux élémentaires en direction d'un photomultiplicateur séparé (Fig. 4).

r_{12} étant le rayon extérieur du 12^e et dernier miroir, la largeur totale de la bande spectrale analysée avec ce dispositif est en vertu de (III-2)

$$\Delta\lambda_{12} = \frac{\lambda r_{12}^2}{2f^2}. \quad (\text{III-3})$$

Pour pouvoir ajuster cette largeur en utilisant le même ensemble de miroirs, on a adopté un système optique à 2 ou 3 lentilles donnant une focale f comprise entre 20 et 120 cm., ce qui, compte tenu de la valeur de $r_{12} \cong 11$ mm., permet d'étudier une largeur $\Delta\lambda_{12}$ de 0,2 à 9 Å environ, entre 4000 et 5000 Å.

3. Fonction de transmission du Fabry-Perot

La fonction de transmission d'un Fabry-Perot a l'allure indiquée par la figure 5. La distance entre les pics $\Delta\lambda_1$ s'appelle l'intervalle spectral libre et vaut $\Delta\lambda_1 = \lambda/k = \lambda^2/2d \cos \theta$; ceci pour un ordre d'interférence élevé ($k \gg 1$).

Le rapport de cet intervalle à la largeur des pics s'appelle la finesse F .

$$F = \frac{\Delta\lambda_1}{\delta\lambda}. \quad (\text{III-4})$$

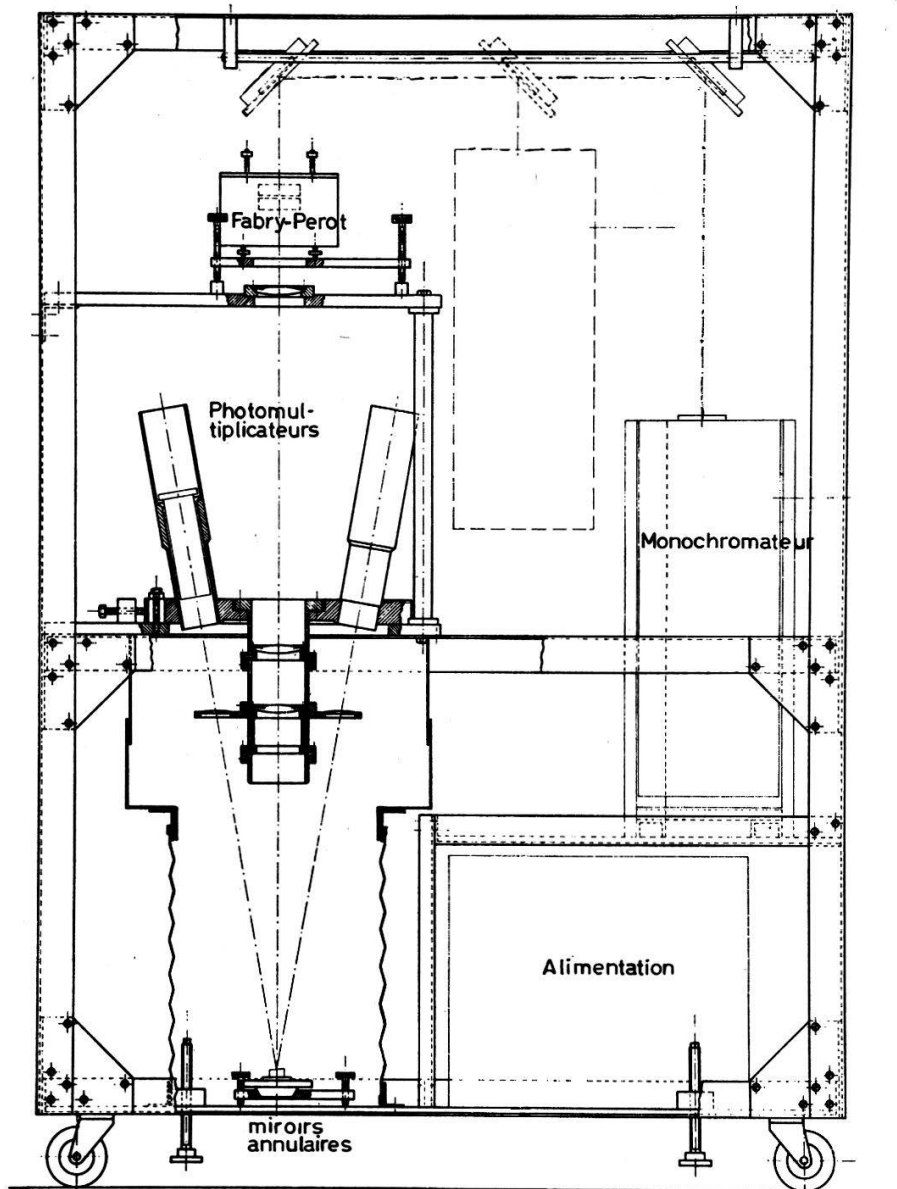


Figure 4
Instrument
de mesure.

Si les lames sont parfaitement planes et parallèles avec un coefficient de réflexion R , la transmission T , dans une direction fixe (diaphragme infiniment petit), est donnée par la fonction d'Airy:

$$T = \frac{T_{max}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{2\pi d \cos \theta}{\lambda}} \quad (\text{III-5})$$

La finesse ne dépend alors que de R et vaut $F_R = \pi\sqrt{R}/1 - R$.

Une ouverture finie du diaphragme ainsi que tous les défauts de planéité et de parallélisme des lames ont pour effet de diminuer la valeur de la finesse. La fonction de transmission garde cependant la même allure et on peut généraliser la fonction d'Airy en introduisant la finesse réelle correspondant à la définition (III-4), d'où:

$$T = \frac{T_{max}}{1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \sin^2 \frac{2\pi d \cos \theta}{\lambda}} \quad (\text{III-6})$$

A chacun des douze canaux de notre système est associée une telle fonction de transmission. Ces fonctions diffèrent les unes des autres par la valeur de l'angle d'observation θ correspondant aux différents miroirs et sont, de la sorte, légèrement décalées les unes par rapport aux autres (Fig. 5).

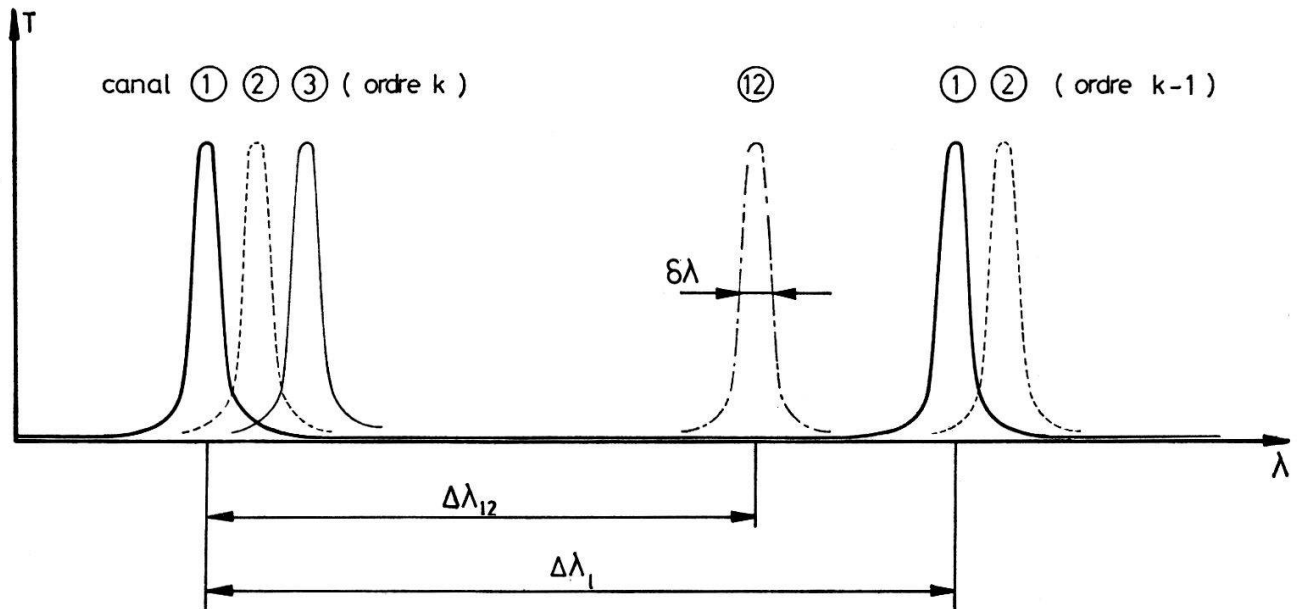


Figure 5

Courbe de transmission d'un Fabry-Perot en fonction de la longueur d'onde. Les canaux se rapportent aux miroirs annulaires correspondant chacun à un angle d'observation différent.

Certaines conditions doivent être respectées pour que les divers canaux soient éclairés par des éléments spectraux distincts. Ce sont:

$$\Delta\lambda_1 > \Delta\lambda_{12}$$

$$\delta\lambda < \frac{\Delta\lambda_{12}}{12} .$$

La seconde relation entraîne une condition pour la finesse:

$$F > 12 \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_{12}} . \quad (\text{III-7})$$

4. Mesure de la finesse et profil instrumental

Pour évaluer la finesse F globale de l'ensemble Fabry-Perot-miroirs, nous réglons la distance d de ce dernier de telle sorte que $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_{12}$.

Avec une finesse infinie et de la lumière monochromatique, un seul canal (miroir), celui pour lequel la relation (III-1) est satisfaite, serait éclairé. Pratiquement, même avec une raie très étroite, on a une distribution d'énergie sur les différents canaux, laquelle peut être calculée à l'aide de la fonction T donnée par (III-6).

Soit J_1 , l'énergie reçue par le canal centré sur une raie quasi monochromatique et J_2 , celle reçue par un des deux canaux voisins. Le rapport:

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{\int_{\lambda + \frac{\Delta\lambda_{12}}{24}}^{\lambda + 3\frac{\Delta\lambda_{12}}{24}} T(\lambda') d\lambda'}{\int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda_{12}}{24}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda_{12}}{24}} T(\lambda') d\lambda'} = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{arctg} \left(\frac{2F}{\pi} \operatorname{tg} \frac{\pi}{8} \right)}{\operatorname{arctg} \left(\frac{2F}{\pi} \operatorname{tg} \frac{\pi}{24} \right)} - 1 \right] \quad (\text{III-8})$$

expression qui ne dépend que de la finesse et dont la mesure se réduit à celle du rapport J_2/J_1 . Nous en donnons l'allure dans la figure 6.

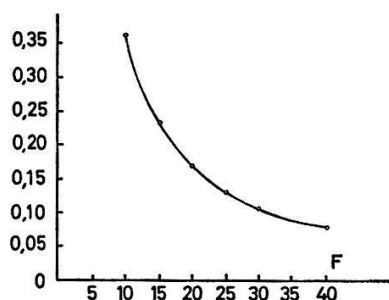


Figure 6
Variation du rapport J_2/J_1 en fonction de la finesse F .

La figure 7a représente la distribution d'intensité obtenue avec la raie Cd 4800 d'une lampe spectrale pour un réglage $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_{12} \cong 3 \text{ \AA}$.

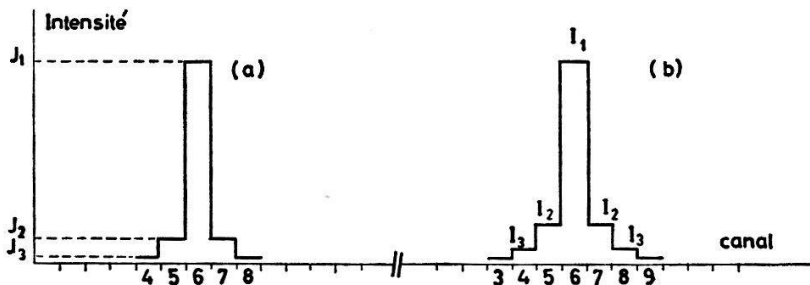


Figure 7

Répartition d'intensité obtenue avec une raie étroite (Cd 4800) pour deux réglages différents du Fabry-Perot. a) $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_{12} = 3 \text{ \AA}$. b) $\Delta\lambda_1 = 1,3 \Delta\lambda_{12}$.

La finesse correspondant au rapport J_2/J_1 vaut environ 30. Elle est même probablement supérieure à cause de la largeur propre de la raie de contrôle.

Lors des mesures de largeur des raies spectrales émises par le plasma, nous avons pris $\Delta\lambda_1 = \eta \Delta\lambda_{12}$, avec η compris entre 1,2 et 1,5. La finesse est donc largement suffisante pour satisfaire la condition (III-7). La distribution d'intensité d'une raie de référence (étroite) est alors plus étalée et, au lieu de J_1, J_2, J_3, \dots , nous avons la répartition I_1, I_2, I_3, \dots , qui constitue le profil instrumental (Fig. 7b).

5. Montage et mesures

a) Fabry-Perot

Nous avons utilisé des lames de Fabry-Perot de 70 mm de diamètre et polies à $\lambda/100$. La monture (que nous avons construite) permet un réglage continu de l'épais-

seur entre 0 et 10 mm avec possibilité de balayer un ordre entier sans dérégler le parallélisme. Ceci est nécessaire pour faire correspondre la bande analysée $\Delta\lambda_{12}$ avec la raie observée. Cette monture est décrite ailleurs [19, 20].

b) Monochromateur

Pour isoler la raie à mesurer du reste du spectre, un monochromateur est placé à l'entrée de l'instrument (Fig. 4). La luminosité du système s'en trouve généralement réduite. Pour limiter les pertes de lumière, le calcul de l'adaptation optimum entre monochromateur et système Fabry-Perot-miroirs montre qu'il faut prendre un grand réseau et à nombre de traits élevé rendant le monochromateur aussi dispersif que possible. Ainsi la fente peut être largement ouverte et le faisceau dans le monochromateur tend vers une symétrie de révolution comme dans le Fabry-Perot. Nous avons utilisé un appareil de 50 cm de focale que nous avons doté d'un réseau de 10 cm avec 2160 traits par mm.

c) Mesures

Toutes les mesures ont été faites en observant le plasma longitudinalement. Les unes avec un système optique permettant une certaine résolution spatiale grâce à un look-in mobile (Fig. 1), les autres en observant toute la section du plasma lorsque l'intensité était trop faible.

d) Enregistrement

Les photomultiplicateurs sont montés dans des tubes d'aluminium (Fig. 4). L'instrument est entièrement fermé par des tôles ce qui constitue un second blindage. Les signaux sont acheminés par câbles coaxiaux blindés vers une cage de Faraday où ils sont enregistrés à l'aide d'un oscilloscope à 12 traces [21]. La constante de temps de mesure est d'environ 50 ns.

IV. Dépouillement et précision des mesures

1. Dépouillement

Les résultats bruts se présentent sous la forme de 12 oscillogrammes donnant chacun l'évolution temporelle d'une partie de la raie analysée. Les amplitudes des signaux sont mesurées aux instants choisis, ce qui donne 12 valeurs permettant de construire le profil de la raie à ces instants.

Soient F_j ($j = 1, 12$) de telles valeurs expérimentales définissant le profil à un instant donné; j est proportionnel à λ et numérote le canal ou le photomultiplicateur.

Pour en tirer le meilleur parti, nous avons fait les hypothèses suivantes: la lumière émise dans la bande analysée $\Delta\lambda_{12}$ est la somme d'un rayonnement continu (constant sur $\Delta\lambda_{12}$) et d'une gaussienne, ce qui revient à supposer une répartition maxwellienne des vitesses.

L'importance du rayonnement continu est artificiellement accrue dans nos mesures. En effet, la fenêtre spectrale d'entrée de l'appareil fixée par le monochromateur est 3 à 10 fois plus large que la bande analysée $\Delta\lambda_{12}$ où se trouve la raie. La superposition d'ordres d'interférences successifs, des diverses longueurs d'ondes du continu voisin de la raie, a le même résultat qu'une amplification de ce rayonnement par un coefficient compris entre 3 et 10. L'intensité relative de ce continu comparé aux «bonnes raies» est de l'ordre de 1 à 2%. En raison de ce que nous venons de dire,

l'amplitude relative mesurée devient 3 à 20%, ce qui n'est pas toujours négligeable. C'est pourquoi nous en avons tenu compte systématiquement.

Cette distribution de lumière (gaussienne + constante) correspond à une intensité théorique éclairant le canal j ($j = 1, 12$) que nous notons:

$$G_j = A \exp \left[- \left(\frac{j - B}{D} \right)^2 \right] + C \quad (\text{IV-1})$$

Avec la signification suivante des paramètres A, B, C, D :

A est l'amplitude maximum de la raie.

B est la position du centre de la raie dans l'échelle des canaux.

C est l'amplitude du fond continu multipliée par un certain coefficient.

D est la largeur de la raie directement liée à la température Doppler par la relation:

$$T = f D^2 M \quad (\text{IV-2})$$

M est le poids atomique de l'élément émetteur de la raie.

f est un facteur dépendant des paramètres optiques du système dispersif.

En fait, la répartition (IV-1) est déformée par la fonction instrumentale.

Nous avons vu (Fig. III-7) qu'une raie quasimonochromatique éclairait pratiquement 5 canaux sur lesquels on mesure les intensités I_1 au centre, I_2 sur les 2 canaux de part et d'autre et I_3 sur les 2 suivants. Soient R, α, β des coefficients proportionnels à I_1, I_2, I_3 respectivement, avec $R + 2\alpha + 2\beta = 1$ (normalisation). Tenant compte de ce profil instrumental, l'intensité effective sur le canal j vaut:

$$H_j = R G_j + \alpha (G_{j-1} + G_{j+1}) + \beta (G_{j-2} + G_{j+2}) \quad (\text{IV-3})$$

H_j correspond au produit de convolution de l'intensité théorique (IV-1) et de la fonction instrumentale.

Les paramètres du profil A, B, C, D sont ensuite ajustés par la méthode des moindres carrés, c'est-à-dire en minimisant l'expression:

$$(H_j - F_j)^2 \quad (\text{IV-4})$$

Nous avons écrit un programme pour faire ce calcul et l'avons exploité sur l'ordinateur IBM 7040 de l'EPF-Lausanne.

2. Profils expérimentaux et fluctuations des signaux

Les profils expérimentaux présentent des irrégularités ayant deux causes principales.

La première provient du nombre limité des photons observés. Les fluctuations d'intensité qui en résultent se traduisent par une certaine dispersion des résultats possibles. Ceci est examiné dans l'appendice.

La seconde est l'erreur de mesure proprement dite qui comprend les défauts d'étalonnage et l'imprécision de lecture des oscillogrammes.

Des irrégularités supplémentaires pourraient provenir de déviations à la loi de Maxwell dans la distribution des vitesses des particules sources. Mais, a priori, nous supposons qu'il n'y en a pas. Le but du paragraphe suivant est précisément d'étudier statistiquement, en fonction de l'intensité et d'autres paramètres, quelles sortes de profils on peut observer lorsque la source émet un rayonnement correspondant à cette

hypothèse (gaussienne + constante). La comparaison de ces profils avec ceux fournis par l'expérience nous montrera dans quelle mesure cela est justifié.

3. Calcul de Monte-Carlo

Les 12 photomultiplicateurs donnent 12 signaux S_i . Chacun d'eux correspond à un nombre n_i de photoélectrons émis pendant le temps d'intégration τ de la mesure.

Les formules (A-9), (A-10) et (A-11) de l'appendice indiquent les relations entre ces grandeurs et leurs fluctuations. Par contre, nous sommes incapables de relier analytiquement ces dispersions particulières à celles des paramètres d'ensemble du profil, comme la largeur à mi-hauteur par exemple. Nous avons résolu cette question, par une étude statistique, à l'aide d'un programme de simulation du type Monte-Carlo. Le schéma de ce calcul est le suivant:

Soient Q photoélectrons à distribuer entre les 12 canaux. Etant donné notre hypothèse sur la répartition spectrale de la lumière émise par la source, l'intensité sur le canal j est proportionnelle à:

$$n_j = a \left\{ \exp \left[- \left(\frac{j - b}{d} \right)^2 \right] + c \right\} \tag{IV-5}$$

avec:

$$\sum_{j=1}^{12} n_j = Q \tag{IV-6}$$

b, c, d et Q sont fixés pour étudier un type particulier de profils correspondant à tel ou tel résultat de mesure et d'ajustement. a est déterminé par la condition (IV-6).

Partant d'un profil idéal constitué par les nombres n_1, n_2, \dots, n_{12} (Fig. 8) nous formons, par échantillonnage, une centaine de profils $n_1''(k), n_2''(k), \dots, n_{12}''(k)$ ($k = 1, 2, \dots, 100$) qui simulent les profils expérimentaux.

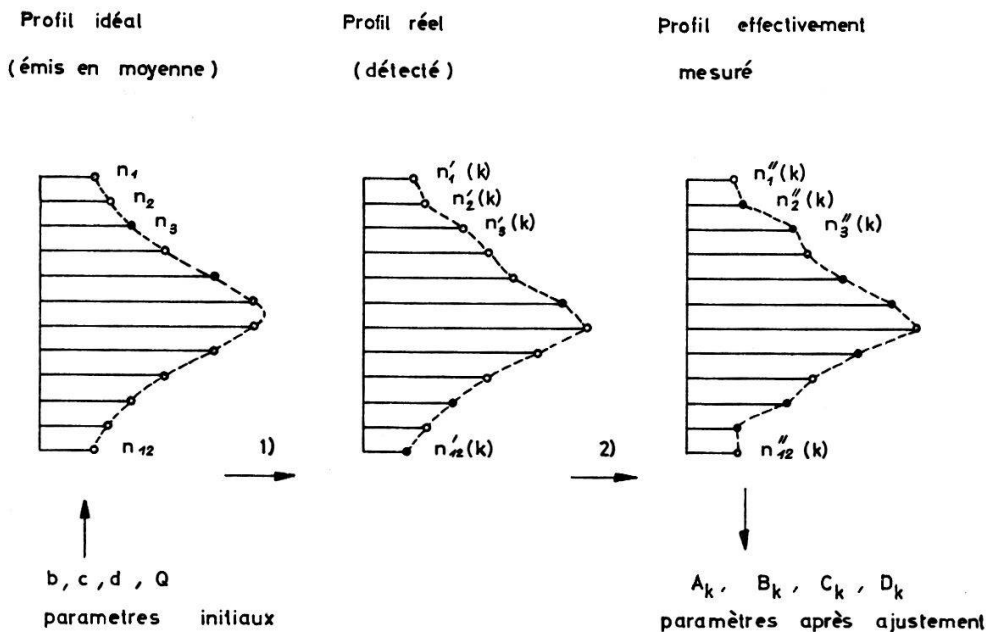


Figure 8

Schéma de l'échantillonnage. 1. Tirage simulant les fluctuations statistiques de l'intensité. 2. Tirage simulant les erreurs de mesure.

L'échantillonnage est fait en deux étapes.

1. la première tient compte des fluctuations de l'émission et de la détection. Utilisant les résultats de l'appendice, nous associons à chaque n_j du profil initial une distribution $f_j(n'_j)$ de valeurs n'_j , de moyenne n_j et d'écart-type $\sigma_j = 1,2 \sqrt{n_j}$, conformément à (A-11). Pour ne pas être limité à des valeurs entières, nous avons utilisé, au lieu d'une loi de Poisson, une loi de distribution normale qui a la même allure générale pour $n_j \gg 1$. Cette fonction s'écrit:

$$f_j(n'_j) = \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \exp \left[- \left(\frac{n'_j - n_j}{2\sigma_j} \right)^2 \right] \quad (\text{IV-7})$$

avec:

$$\int_0^{\infty} f_j(n'_j) dn'_j = 1 . \quad (\text{IV-8})$$

La relation de normalisation (IV-8), où les valeurs négatives de n'_j sont exclues, explique la présence du facteur $1 + \varepsilon$ dans (IV-7).

Un échantillon de 100 valeurs $n'_j(k)$ est ensuite obtenu à l'aide de la fonction $f_j(n'_j)$. Soit $X(k)$ un nombre quelconque compris entre 0 et 1. Une valeur $n'_j(k)$ lui est associée par la relation:

$$\int_0^{n'_j(k)} f_j(n'_j) dn'_j = X(k) . \quad (\text{IV-9})$$

Les nombres $X(k)$ sont fournis par un programme générant une suite de nombres aléatoires. Nous avons vérifié que la répartition des valeurs $n'_j(k)$ obtenues était conforme à la loi de distribution $f_j(n_j)$.

2. La seconde étape consiste à simuler les erreurs de mesure des signaux détectés (défauts d'étalonnage, de linéarité, imprécision de lecture des oscillogrammes). Les erreurs relatives sont alors indépendantes de l'amplitude des signaux. Par conséquent, il n'était pas possible de grouper ce type d'écarts avec les fluctuations précédentes. Nous avons admis une erreur possible de $\pm 5\%$. A chaque valeur $n'_j(k)$ de l'échantillon précédent, nous avons associé une loi normale de distribution $f'_j(n''_j)$ de moyenne égale à $n'_j(k)$ et d'écart-type $\sigma'_j(k) = 0,05 n'_j(k)$. Un procédé de tirage analogue à celui indiqué par la relation (IV-9) fournit alors une valeur $n''_j(k)$.

Ce processus d'échantillonnage est répété pour les 12 valeurs n_j du profil initial. Les 100 profils finaux sont traités alors comme des profils expérimentaux. Chacun d'eux fournit, par ajustement, les paramètres du profil théorique associé (IV-1), à savoir A_k , B_k , C_k et D_k ($k = 1, 2, \dots, 100$). Les histogrammes de ces diverses valeurs (Fig. 9a) permettent de déterminer les écarts-types de ces paramètres ou ceux de grandeurs associées (T). Nous avons vérifié que leurs moyennes étaient approximativement égales aux paramètres de départ: par exemple, $\overline{D_k} = d$ (on tend vers l'égalité lorsque la taille de l'échantillon tend vers l'infini).

Nous avons étudié principalement l'influence de deux des paramètres initiaux, Q et d . Le premier fixe l'intensité de la raie spectrale et le second sa largeur ou la température des particules sources.

ment d'échelle permet d'obtenir les courbes correspondant à des particules de masses différentes ou pour des réglages optiques différents d'après la relation (IV-2).

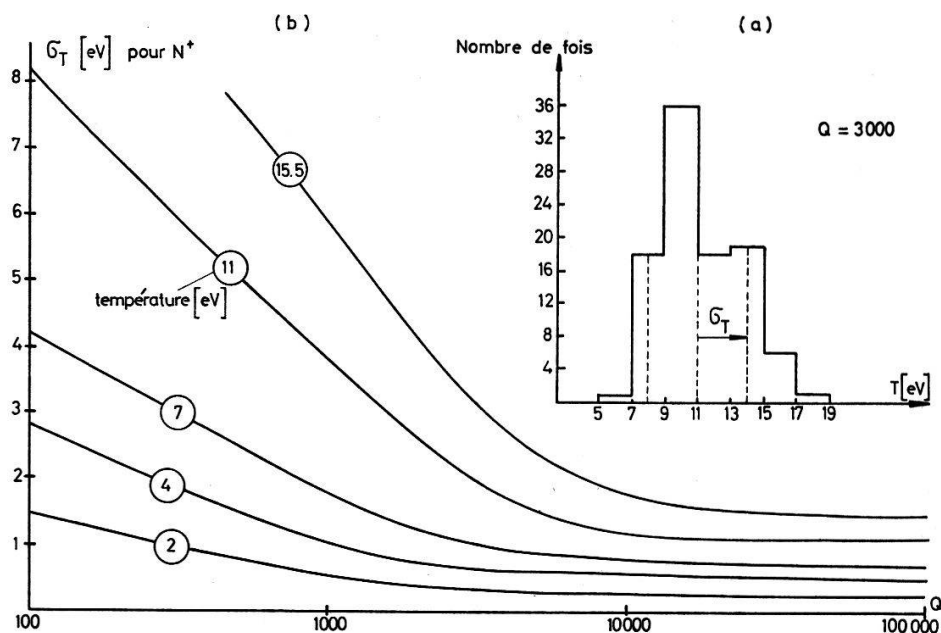


Figure 9

a) Histogramme de l'écart-type de la température obtenue pour un nombre de photoélectrons Q de 3000. b) Variation de l'écart-type de la température en fonction de l'intensité (Q) et de la largeur ou de la température pour les mesures concernant les ions N^+ .

La figure 9b montre comment l'écart-type de la mesure de la température des ions N^+ varie avec l'intensité (Q) et la largeur ou la température. Un simple change-

A partir de $Q = 10000$ les écarts-types restent stationnaires et ne dépendent plus que de la qualité du système de mesure (second tirage dans le Monte-Carlo) et non de l'intensité lumineuse. Par contre, pour les faibles valeurs de Q , l'influence de l'imprécision de mesure disparaît, ce que nous avons testé en la supposant plus grande (10% au lieu de 5% dans le second tirage).

Lors de nos observations, les valeurs de Q n'ont que rarement dépassé 10000 de telle sorte que la précision de nos résultats n'a été que faiblement limitée par les défauts du système de mesure et de dépouillement.

A part l'intensité (Q), la largeur des raies joue un rôle essentiel dans la précision des résultats. On remarque que les écarts-types augmentent avec cette largeur (ou la température correspondante). Cela paraît assez évident: lorsque le profil est large, les 12 points expérimentaux décrivent uniquement le centre de la raie et les paramètres d'ensemble du profil théorique associé sont plus sensibles aux irrégularités.

Nous nous sommes demandé s'il y a un avantage à grouper les canaux par deux. Dans ce cas, les quantités n_j sont approximativement doublées, avec un écart-type réduit par le coefficient $\sqrt{2}$. Chacune de ces valeurs est donc mieux précisée, mais le profil dans son ensemble est moins bien défini (6 points au lieu de 12). Le test du Monte-Carlo a montré que ceci compense cela; les écarts-types des paramètres du profil restent les mêmes. L'intérêt des 12 canaux est tout de même conservé, car cela permet de mieux contrôler la validité de l'hypothèse faite sur la forme des profils.

V. Résultats

1. Températures des impuretés

Le bon fonctionnement de la décharge exigeait une grande pureté et des soins particuliers ont été pris (nettoyage HF, piège à azote liquide) pour réduire le taux des impuretés. Pour récolter au mieux le peu de lumière émise, les mesures ont été faites en observant toute la section du plasma et pour trois pressions différentes de remplissage: 20, 60 et 180 mTorr d'hélium.

a) Résultats dans la préionisation

L'intérêt de cette préionisation est que du point de vue spectroscopique la nature de la lumière émise est la même que celle de la décharge principale. Les intensités n'étant pas très différentes, des raies identiques ont pu être mesurées, ce qui a permis des contrôles et des comparaisons fort utiles. La figure 10 résume les résultats obtenus dans la préionisation pour l'oxygène et l'azote ionisés une fois.

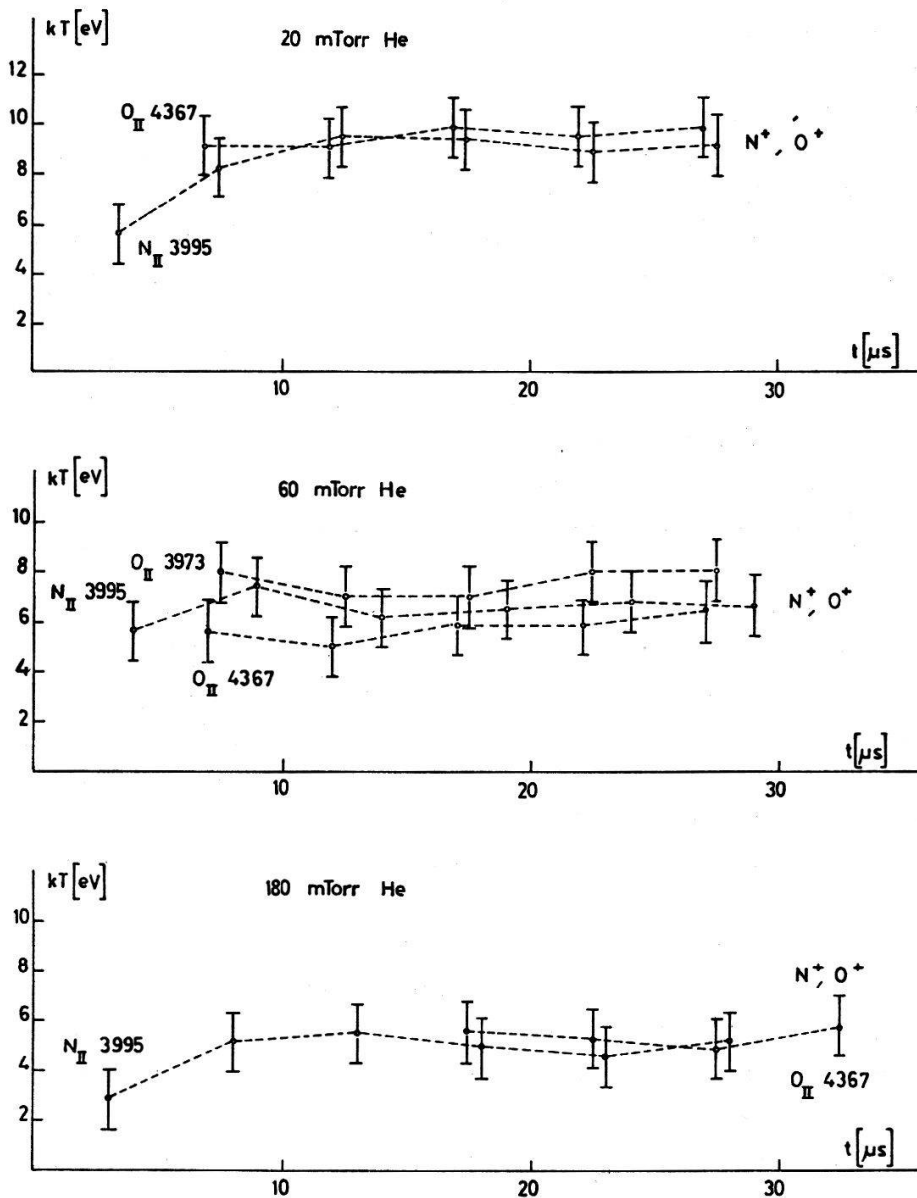


Figure 10

Température des ions N^+ et O^+ dans la décharge de préionisation pour 3 pressions différentes de remplissage d'hélium.

On constate un bon accord entre les différentes raies de l'oxygène et de l'azote ionisé une fois. La température de ces éléments varie un peu avec la pression de remplissage et en sens opposé.

Le début mis à part et en dehors de quelques fluctuations, les températures sont approximativement constantes pendant la décharge.

Nous avons déjà trouvé des résultats semblables dans les expériences précédentes [23, 24]. En plus, nous avons constaté que les températures moyennes ne dépendaient pas de la pression partielle d'impureté (oxygène, azote, argon) additionnée jusqu'à 10% au gaz de remplissage (hélium ou hydrogène). En explorant radialement le plasma avec un système optique analogue à celui de la figure 1, nous n'avions décelé aucune variation significative en fonction du rayon. Le seul facteur dont dépendait la température et que nous avons mis en évidence fut le courant et nous avons montré qu'un plafond était atteint avec un courant de 10 kA environ.

A part les raies utilisées ici, nous avons mesuré les profils de N_{II} 4447 et A_{II} 4348 qui donnèrent les mêmes températures moyennes.

b) Résultats dans la décharge principale

Ils sont donnés dans la figure 11 pour les trois pressions de travail. Contrairement à ce que nous avons observé dans la préionisation, il n'y a pas accord parfait entre les différentes raies spectrales, notamment entre N_{II} 3995 et O_{II} 4367 qui ont été les plus utilisées. Ce désaccord est assez incompréhensible, d'autant plus que les résultats obtenus avec l'autre raie d'oxygène (O_{II} 3973) concordent avec ceux de l'azote. Les niveaux d'excitation des deux raies de l'oxygène sont très proches, ce qui exclut la possibilité de les considérer comme émises par deux populations distinctes. On ne peut pas incriminer l'effet Stark, car celui de la raie O_{II} 4367 est négligeable [1]. D'ailleurs, si ce n'était pas le cas, l'écart devrait être plus marqué à haute pression. Il n'est pas possible non plus de suspecter un effet de réabsorption, car celle-ci est proportionnelle à la force d'oscillateur de la transition. La raie O_{II} 4367 a une force d'oscillateur trois fois plus petite environ que la raie O_{II} 3973 [1]. L'intensité est également plus faible, dans le même rapport, ce que l'on a bien mesuré. La seule explication qui peut être envisagée est la présence d'une raie perturbatrice très proche de la raie O_{II} 4367 et qui donnerait lieu à un profil global plus large. Nous n'avons cependant aucune raie à proposer car d'après notre meilleur répertoire des raies spectrales [25], il n'y a rien dans le voisinage immédiat. Cette raie mystérieuse devrait d'ailleurs n'émettre que pendant la décharge principale, ce qui est assez suprenant. Quoiqu'il en soit, aucun mécanisme «rétrécissant» les raies ne pouvant être invoqué, ce sont bien les résultats de la raie O_{II} 4367 trop large qui sont les plus suspects.

Malgré cet écart, l'allure de la variation temporelle de la température est conservée quelle que soit la raie de mesure. On remarque bien la différence qu'il y a entre les trois cas de pression, la montée étant plus rapide à basse pression et la température atteinte supérieure.

Ainsi que nous l'avons dit, la faible intensité de ces raies nous a obligé de faire nos mesures sans résolution radiale. Toute la section du plasma ne contribue pourtant pas de la même façon à la mesure. Il est possible en fait de localiser l'endroit de plus forte émission grâce à des photos (Fig. 12) prises avec une caméra électronique [2, 3].

Elles ont été obtenues par balayage continu, au cours de la décharge, de l'image d'une tranche de plasma observée axialement. La plus grande partie de la lumière provient des raies du premier degré d'ionisation, aussi bien de l'hélium que des impuretés. Leur émission variant sensiblement de la même façon, nous pouvons dire que les températures mesurées à un instant donné sont principalement celles du tube ou du noyau de plasma qu'indiquent les photos à ce moment-là.

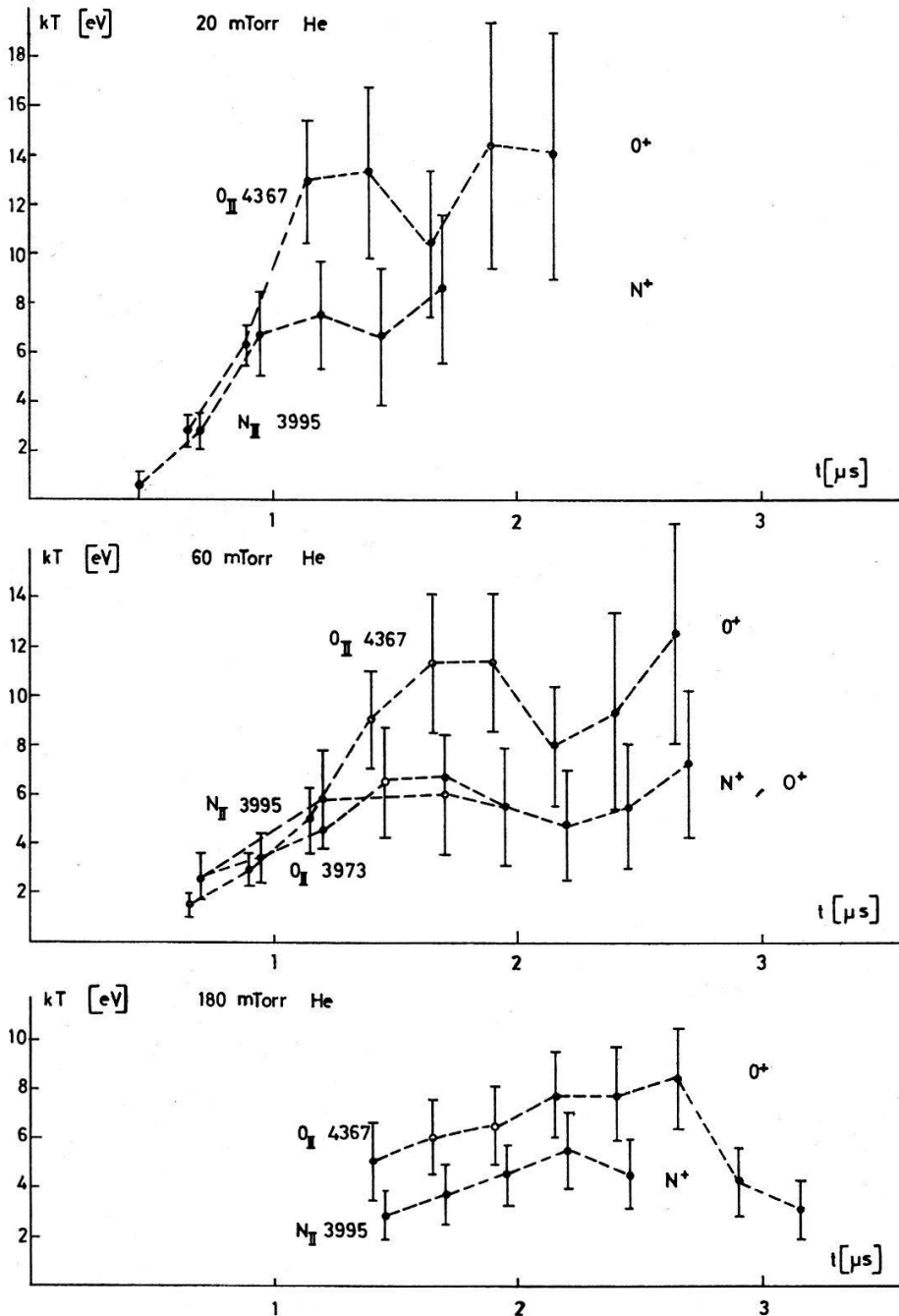


Figure 11

Température des ions N^+ et O^+ dans la décharge principale pour 3 pressions différentes de remplissage d'hélium.

Pour les pressions de remplissage de 20 et 60 mtorr, le (premier) maximum de température est atteint au moment de l'implosion maximum. Le plasma est d'abord créé près des parois, là où passe le courant HF. Sous l'action du champ magnétique associé,

le plasma est comprimé en direction de l'axe du tube. Survient ensuite une phase d'expansion du plasma que l'on peut considérer comme adiabatique avec abaissement de la température jusqu'au moment où le plasma est recomprimé avec une nouvelle élévation de température. La suite ne peut être observée faute de lumière.

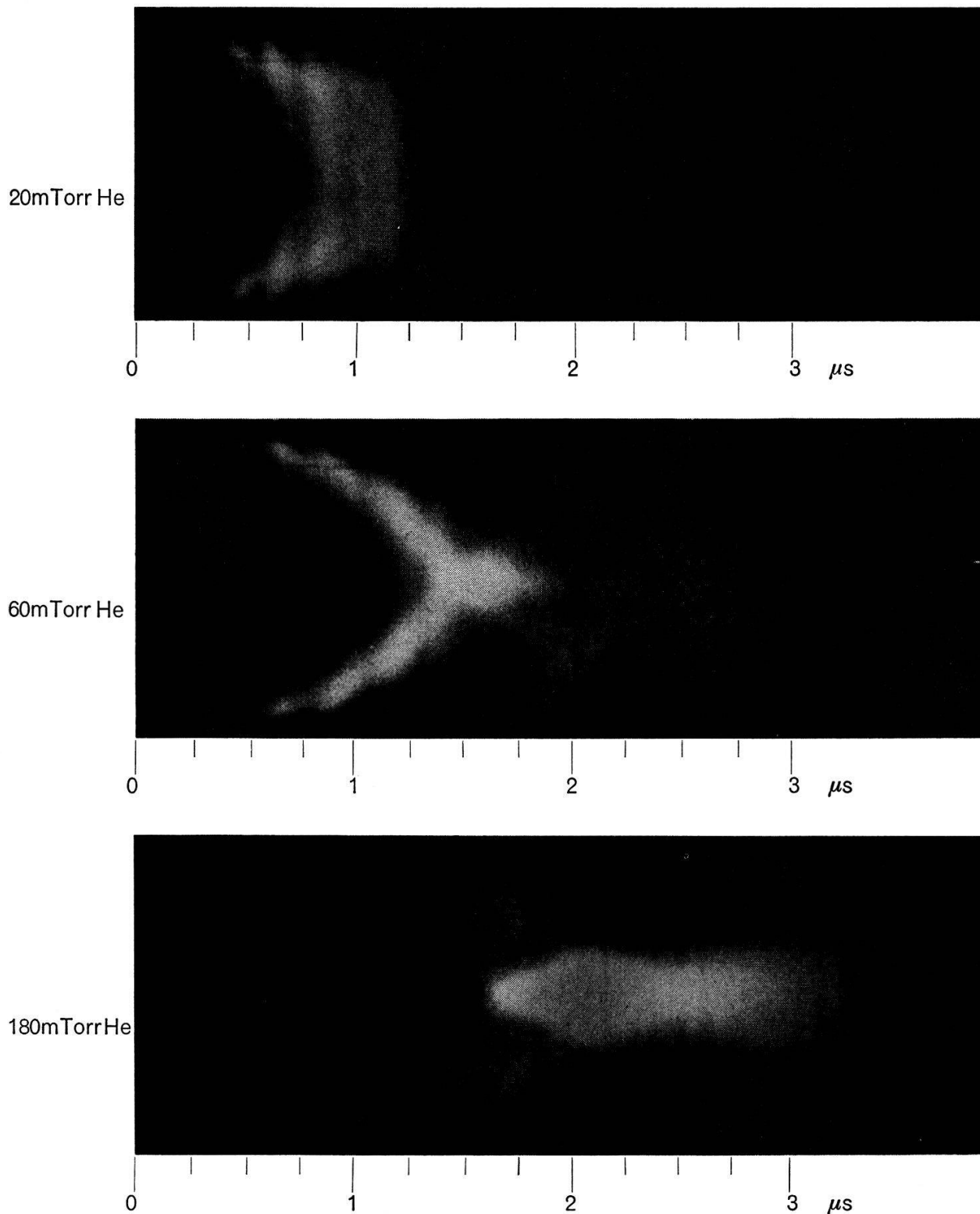


Figure 12

Photographies du plasma prises avec une caméra électronique pour 3 pressions différentes de remplissage d'hélium.

A 180 mtorr, la dynamique de concentration du plasma semble différente. La photo montre la formation d'un noyau central très lumineux et stable. Notre mesure concerne essentiellement ce noyau où la température atteint son maximum vers la fin de la décharge, après une montée régulière. Ce comportement plus tranquille du plasma à haute pression de remplissage pourrait être attribué [3] au fait que l'énergie fournie est avant tout absorbée par l'ionisation du gaz. L'excédent disponible pour le chauffage est très faible à 180 mtorr de telle sorte que la pression (moyenne) du gaz reste toujours plus faible que la pression magnétique; ceci n'est pas le cas à 20 et 60 mtorr où le chauffage du plasma est beaucoup plus rapide.

Sur les figures 10 et 11, chaque «courbe» est la moyenne des résultats de 5 tirs différents ou plus. Les barres d'erreurs que nous avons reportées sont les écarts-types calculés par la méthode de Monte-Carlo (Chapitre IV).

En général, ces écarts-types correspondent bien à la dispersion expérimentale des résultats (pour chaque raie séparément). La signification de cette concordance est que le plasma observé constitue, pour ces raies spectrales, une source reproductible.

Une autre comparaison critique est celle de la forme des profils observés avec celle des profils créés par le programme de Monte-Carlo. Leur similitude justifie l'hypothèse d'une distribution maxwellienne des vitesses, tout au moins dans la direction d'observation, c'est-à-dire longitudinalement.

2. Température de l'hélium ionisé

He_{II} 4686 est la seule raie très intense dans le bon domaine spectral. Malheureusement, l'élargissement Stark est important. Tant que la densité était inférieure à 10^{16} cm⁻³ nous avons pu en tenir compte en corrigeant les profils mesurés. Connaissant la densité de notre plasma en fonction du temps et du lieu grâce à des mesures interférométriques [3, 22], nous avons pu associer à chaque instant de mesure un certain élargissement Stark à la raie He_{II} 4686. Nous avons fait le produit de convolution du profil correspondant et d'une gaussienne de la même façon qu'avec le profil instrumental. Ici, l'étalement parasite étant plus grand, nous avons défini le profil Stark en 9 points (au lieu de 5) et avons écrit de façon analogue à l'équation (IV-3):

$$H_j = R \cdot G_j + \alpha (G_{j+1} + G_{j-1}) + \beta (G_{j+2} + G_{j-2}) + \gamma (G_{j+3} + G_{j-3}) + \delta (G_{j+4} + G_{j-4}) \quad (\text{VI-2})$$

H_j est l'intensité théorique reçue par le canal j . $R, \alpha, \beta, \gamma, \delta$ définissent le profil Stark avec la relation de normalisation $R + 2\alpha + 2\beta + 2\gamma + 2\delta = 1$.

G_j est la gaussienne représentant l'effet Doppler dont les paramètres sont ajustés par le calcul des moindres carrés entre H_j et les points expérimentaux. (Nous n'avons pas tenu compte ici du profil instrumental qui n'entraîne qu'une correction de second ordre.)

En plus de l'effet Stark, le phénomène de réabsorption a joué un rôle perturbateur. Notre plasma étant en dehors de l'équilibre, il n'était pas possible de calculer son épaisseur optique. Nous avons résolu la question expérimentalement en doublant la longueur du plasma observé à l'aide d'un miroir renvoyant la lumière sur elle-même du côté opposé à l'observation (Fig. 1). En comparant les intensités avec et sans miroir nous avons pu déterminer quand le plasma était optiquement mince (intensité doublée

avec miroir) et quand il était optiquement épais (intensité peu ou pas changée). Dans le dernier cas, nous n'avons pu faire que des estimations de température.

1. Préionisation

Les résultats les plus précis ont été obtenus avec la préionisation. Le plasma est optiquement mince (pas de réabsorption de la raie) et peu dense, de telle sorte que l'effet Stark sans être négligeable, n'est pas très important. Les résultats sont indiqués dans la table II. Il s'agit à nouveau de moyennes sur plusieurs tirs. Les températures mesurées sont pratiquement constantes au cours de la décharge, comme pour les impuretés (Fig. 10).

Table II
Température des ions He⁺ dans la préionisation

Pression de remplissage [mtorr]	Rayon d'observation [mm]	T (He ⁺) [eV]
20	0	26 ± 4
20	9	26 ± 4
20	18	20 ± 3
60	9	18 ± 3
60	18	18 ± 3

La température de l'hélium ionisé dans la prédécharge est donc assez élevée et nettement supérieure à celle des ions des impuretés, notamment de N⁺ et O⁺. L'écart est d'un facteur compris entre 2 et 3. Il peut être expliqué en considérant l'un des mécanismes de chauffage des ions: ceux-ci absorbent de l'énergie par chocs avec les électrons, mais avec un certain retard qui dépend de la fréquence de ces interactions. Or, celle-ci est fonction de la masse des ions. On peut définir un temps d'équipartition de l'énergie entre électrons et ions et qui vaut:

$$\tau_{e-i} = 4 \cdot 10^{13} \frac{M_i (k T_e)^{3/2}}{n_e Z^2} \quad [\mu\text{s}]. \quad (\text{V-1})$$

M_i étant exprimé en unité de masse atomique, $k T_e$ en eV et n_e en cm⁻³.

D'après cette formule, et en supposant $k T_e = 30$ eV et pour une densité de l'ordre de 10¹⁵ cm⁻³ les temps d'équipartition valent 25 μs et 100 μs pour He⁺ et O⁺ respectivement.

Pour l'hélium, c'est approximativement la durée de la décharge et sa température devrait être proche de celle des électrons. Pour les impuretés, le temps d'équipartition est 4 fois plus long et on comprend que leur température reste nettement inférieure.

Le point faible de cette explication est que ces températures sont atteintes assez rapidement et restent stationnaires, aux marges d'erreurs près, alors qu'on devrait observer une certaine croissance au cours de la décharge.

2. Décharge principale

Nous n'avons obtenu des résultats significatifs que pour la plus basse pression de remplissage soit 20 mtorr. Ils sont présentés dans la figure 13 sous forme de profils de température à différents instants. Nous observons comme pour les ions O⁺ et N⁺ (Fig. 11) un maximum de température, au moment de la concentration maximum du

plasma au centre du tube, suivi d'un abaissement puis d'une nouvelle élévation de température. Ce phénomène est probablement lié à la formation, puis aux réflexions d'une onde de choc.

Nous avons fait un intéressant contrôle en ce qui concerne cette décharge à 20 mtorr de pression initiale. Des mesures électriques et magnétiques à l'aide de sondes [3] ont permis de calculer de façon précise l'énergie injectée dans le plasma par la décharge HF. Nous avons comparé cette énergie à celle qui est observée dans le plasma, c'est-à-dire l'énergie d'ionisation plus l'énergie thermique. On suppose qu'électrons et ions ont la même température.

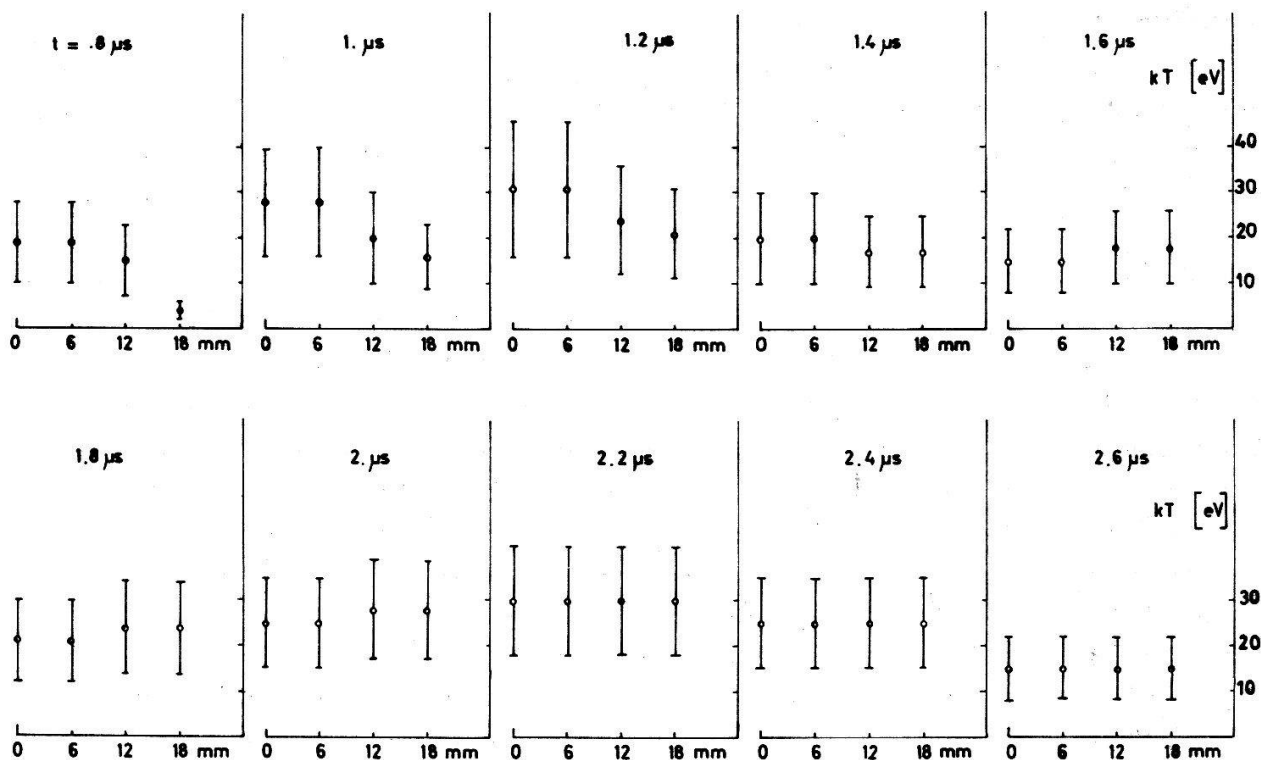


Figure 13

Température des ions He^+ en fonction du rayon et du temps, dans la décharge principale, pour une pression de remplissage de 20 mtorr d'hélium.

La figure 14 montre l'évolution, au cours de la décharge, de cette énergie du plasma ainsi que celle de l'énergie injectée. La faible précision de l'estimation de la quantité E_{plasma} ne nous permet pas d'interpréter dans le détail le résultat de cette comparaison. Elle montre essentiellement que la somme de l'énergie d'ionisation et de l'énergie thermique, calculée avec nos températures, est inférieure à l'énergie injectée. Cet écart peut être dû à des pertes par contact avec les parois du tube ou avec le plasma froid des volumes morts à chaque extrémité. Il est possible également que les températures des électrons et des ions doublement ionisés, H^{++} , soient supérieures à celle de l'hélium simplement ionisé que nous avons mesurée, ce qui augmenterait l'énergie du plasma. En fait, la seule conclusion que l'on peut tirer de cette comparaison est que les températures annoncées sont raisonnables et compatibles avec les autres mesures.

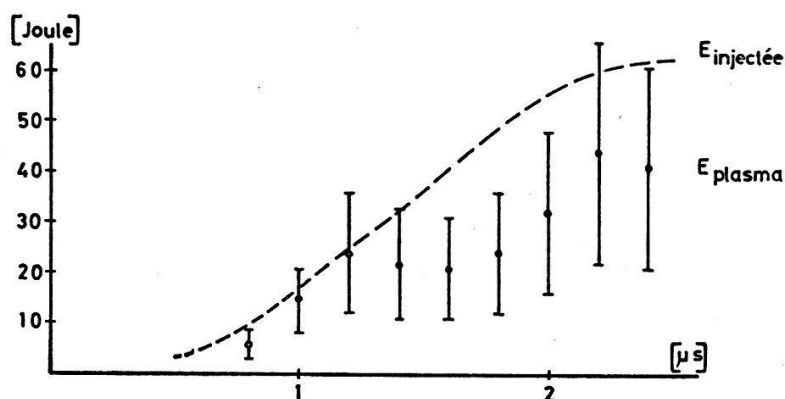


Figure 14
 Comparaison de l'énergie observée dans le plasma (énergie thermique + énergie d'ionisation) et l'énergie injectée pour 20 mtorr de pression de remplissage d'hélium.

Conclusion

Deux sortes de températures ioniques, celles des impuretés et celle de l'hélium ont été mesurées dans un plasma produit dans une expérience de confinement à champ magnétique tournant. Ce sont les seules mesures directes de températures faites sur ce plasma et bien que leur précision soit assez faible, elles apportent une contribution utile à la compréhension de cette expérience.

L'élimination des impuretés ayant été un des soucis majeurs, la précision des résultats concernant ces impuretés a été fortement limitée par le peu de lumière émise. Les températures observées sont comprises entre 5 et 15 eV pour les ions simples de l'azote et de l'oxygène. Quant à la température de l'hélium ionisé nous avons obtenu des résultats assez précis dans la préionisation, mais qui ne présentent que peu d'intérêt. Dans la décharge principale, où la densité est bien supérieure, deux mécanismes d'élargissement parasites, l'effet Stark et la réabsorption sont venus compliquer l'analyse des mesures et réduire considérablement la précision des résultats. Les meilleurs ont été obtenus dans le cas de la plus basse pression de remplissage, soit 20 mtorr. La température des ions simples de l'hélium atteint 30 eV. Cette valeur est en accord avec le bilan d'énergie. La différence des températures de l'hélium et des impuretés est probablement liée au fait que les ions sont chauffés principalement par chocs avec les électrons. Or, la fréquence de ces interactions est inversement proportionnelle à la masse des ions ce qui peut expliquer un écart important en régime transitoire.

En ce qui concerne les mesures elles-mêmes, nous pouvons dire que l'interféromètre de Fabry-Perot multicanal permet de déterminer sans difficulté la largeur des raies spectrales émises par un plasma transitoire. Il permet également de détecter de faibles déplacements de la longueur d'onde centrale. La fiabilité et la stabilité de l'instrument se sont révélées excellentes.

On fonde actuellement les plus grands espoirs sur un nouveau moyen de diagnostic, à savoir la diffusion d'un faisceau laser à travers le plasma. Cette méthode d'investigation permet, entre autres, de mesurer la température ionique par l'observation du spectre de la lumière diffusée sous faible angle. Notre appareil pourra alors rendre de précieux services dans un tel genre de mesure.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches en Physique des Plasmas, laboratoire financé par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Nous remercions Monsieur le Professeur J.-P. Borel pour l'intérêt qu'il nous a témoigné et d'avoir accepté d'être notre directeur de thèse.

Nous exprimons notre vive gratitude à Messieurs les Professeurs R. Keller et E. S. Weibel, Directeurs du Centre de Recherches d'avoir mis à notre disposition les moyens d'accomplir ce travail et pour leurs encouragements.

Nous remercions également nos collègues Dr. F. Troyon, Dr. A. Heym, Dr. F. Hofmann, Dr. I. R. Jones et J.-M. Peiry pour les discussions fructueuses que nous avons eues avec eux, ainsi que Dr. A. Lietti, J.-P. Perotti et H. Ripper pour leur précieuse collaboration.

Nous exprimons nos remerciements à tous ceux qui ont participé à la construction des appareils ou qui nous ont aidé à faire les mesures et à les dépouiller.

Nous remercions finalement Mademoiselle Marendaz d'avoir aimablement dactylographié le texte de cette thèse.

APPENDICE

Fluctuations statistiques du signal d'un photomultiplicateur

Soit une photocathode irradiée par une source de lumière incohérente d'intensité moyenne constante. La distribution des nombres de photoélectrons, n , émis pendant des intervalles de temps égaux, suit une loi de Poisson, sous réserve que la quantité $\bar{n} t_c / T$ soit assez petite [26, 27].

T est le temps de mesure.

\bar{n} est le nombre moyen de photoélectrons.

t_c est le temps de cohérence de la source.

La variance σ_n^2 est égale à \bar{n} et l'écart-type σ_n vaut $\sqrt{\bar{n}}$. En valeur relative, la fluctuation du taux de comptage des photoélectrons est:

$$\frac{\sigma_n}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \quad (\text{A-1})$$

Au niveau de l'anode du photomultiplicateur, la fluctuation du signal fait intervenir, en plus, la fluctuation du coefficient d'amplification totale ou gain.

Nous avons estimé la fluctuation globale de la façon suivante: Soient respectivement, G et σ_G^2 , la moyenne et la variance du gain pour un seul photoélectron. Le gain moyen H pour n photoélectrons est distribué autour d'une moyenne égale à G , mais avec une variance plus faible, égale à σ_G^2/n .

La fluctuation globale que nous cherchons est la fluctuation du produit $S = n H$, avec:

$$\bar{H} = G \quad \sigma_n^2 = \bar{n} \quad \sigma_H^2 = \frac{\sigma_G^2}{n} \quad (\text{A-2})$$

Nous nous plaçons dans le cas où n est grand. Sa fluctuation relative est faible, d'après (A-1). Nous pouvons faire l'approximation $\bar{n} \cong n$ et considérer que la variance σ_H^2 est pratiquement constante. Ceci nous permet, en première approximation, de calculer la variance du produit $S = n H$ comme s'il s'agissait de deux variables aléatoires indépendantes. Pour deux telles variables, x et y , nous avons:

$$\sigma_{xy}^2 = \sigma_x^2 \sigma_y^2 + \sigma_x^2 \bar{y}^2 + \sigma_y^2 \bar{x}^2 \quad (\text{A-3})$$

d'où:

$$\sigma_S^2 = \sigma_G^2 + \bar{n} G^2 + \bar{n} \sigma_G^2 \cong \bar{n} (G^2 + \sigma_G^2) . \quad (\text{A-4})$$

En posant: $\sigma_G = \gamma G$, on obtient la fluctuation relative globale du signal:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \left(\frac{1 + \gamma^2}{\bar{n}} \right)^{1/2} . \quad (\text{A-5})$$

D'un autre côté, le calcul détaillé de la fluctuation du nombre d'électrons à chaque étage du photomultiplicateur, en supposant un coefficient d'émission secondaire de moyenne δ et de variance σ_δ^2 identiques pour chaque dynode, conduit pour la fluctuation relative à l'anode à l'expression:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \left[1 + \frac{\sigma_\delta^2}{\delta (\delta - 1)} \right]^{1/2} . \quad (\text{A-5})$$

En supposant une distribution de Poisson pour le coefficient d'émission secondaire, ce qui signifie que $\sigma_\delta^2 = \delta$, la formule ci-dessus se réduit à:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right)^{1/2} . \quad (\text{A-7})$$

La comparaison de (A-5) et (A-7) donne:

$$(1 + \gamma^2)^{1/2} = \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right)^{1/2} . \quad (\text{A-8})$$

Nous avons mesuré le gain et sa variance pour quelques-uns de nos photomultiplicateurs, en établissant le spectre d'impulsions de photoélectrons isolés, à l'aide d'une source très faible.

Pour un gain moyen de $2 \cdot 10^8$ nous avons trouvé $\gamma = 0,7$ ce qui donne: $(1 + \gamma^2)^{1/2} = 1,22$.

La valeur de δ se calcule dans notre cas (tube 56 AVP, 14 étages) par la relation: $G = \delta^{14} = 2 \cdot 10^8$
d'où:

$$\delta = 3,82 \text{ et } \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right)^{1/2} = 1,17 .$$

L'égalité (A-8) est donc assez bien satisfaite, ce qui justifie, sinon l'hypothèse d'une distribution de Poisson pour le coefficient d'émission secondaire, tout au moins la relation $\sigma_\delta^2 = \delta$. Dans cette hypothèse, la formule (A-7) est préférable à (A-5) en ce sens que la connaissance du gain moyen suffit à estimer le facteur $(\delta/\delta - 1)^{1/2}$.

Dans notre expérience, la source varie au cours du temps et la mesure est faite de façon continue. On peut cependant la découper en intervalles égaux à la constante de temps τ du circuit de mesure et c'est aux nombres de photoélectrons émis pendant ces divers intervalles que nous appliquons les propriétés de la loi de Poisson. Nous avons d'ailleurs vérifié que la quantité $n t_c/\tau$ ne dépassait jamais 0,2, ce qui justifie l'usage de celle loi.

Les formules (A-5) ou (A-7) ne sont applicables rigoureusement qu'à des valeurs moyennes. Si nous introduisons des valeurs particulières S et n , ces formules indiquent l'ordre de grandeur de la précision relative de ces mesures et c'est ce que nous désirons.

Le coefficient $(\delta/\delta - 1)^{1/2}$ de l'expression (A-7) varie peu avec le gain du photomultiplicateur; nous avons adopté la valeur constante de 1,2 ce qui nous conduit finalement à la relation:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1,2}{\sqrt{n}} \quad (\text{A-9})$$

S = amplitude du signal (en ampères),

n = nombre de photoélectrons pendant le temps d'intégration τ relié à S par la relation:

$$n = \frac{S \tau}{G e} \quad (\text{A-10})$$

Ceci nous permet d'écrire:

$$\frac{\sigma_n}{n} = \frac{1,2}{\sqrt{n}} \quad \text{ou} \quad \sigma_n = 1,2 \sqrt{n} \quad (\text{A-11})$$

RÉFÉRENCES

- [1] H. R. GRIEM, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, 1964).
- [2] A. BERNEY, A. HEYM, F. HOFMANN and I. R. JONES, Third European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Utrecht (1969).
- [3] A. BERNEY, A. HEYM, F. HOFMANN and I. R. JONES, Rapport LRP 43/70, Lausanne (to be published).
- [4] R. J. TAYLER, Atomic Energy Research Establishment Technical Report 2263 (1957).
- [5] J. BERKOWITZ et al., Proc. of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Vol. 31 (1958).
- [6] E. S. WEIBEL, Proc. of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Vol. 32 (1958).
- [7] E. S. WEIBEL, Phys. Fluids 3, 946 (1960).
- [8] F. TROYON, Phys. Fluids 10, 2660 (1967).
- [9] E. S. WEIBEL, Rev. scient. Instrum. 35, 173 (1964).
- [10] R. KELLER, Helv. phys. Acta 38, 328 (1965).
- [11] A. LIETTI, Rev. scient. Instrum. 36, 13 (1965).
- [12] A. LIETTI, Rev. scient. Instrum. 39, 900 (1968).
- [13] A. LIETTI, Rev. scient. Instrum. 40, 473 (1969).
- [14] I. R. JONES, J.-M. PEIRY and D. COCQ, Rev. scient. Instrum. 40, 133 (1969).
- [15] I. R. JONES, A. LIETTI and J.-M. PEIRY, Plasma Phys. 10, 213 (1968).
- [16] J. G. HIRSCHBERG, C. BRETON, R. CHABBAL, Third Symposium on Engineering Problems in Thermonuclear Research, Munich (1964).
- [17] J. G. HIRSCHBERG and P. PLATZ, Appl. Optics 4, 1375 (1965).
- [18] P. JACQUINOT, J. Opt. Soc. Am. 44, 761 (1954).
- [19] A. BERNEY, Rapport LRP 30/67, Lausanne (1967).
- [20] A. BERNEY, Appl. Optics 10, 443 (1971).
- [21] J.-P. PEROTTI, Rapport LRP 34/67, Lausanne (1967).
- [22] A. HEYM, Plasma Phys. 10, 1069 (1968).
- [23] A. BERNEY, Z. angew. Math. Phys. 18, 588 (1967).
- [24] A. BERNEY, Rapport LRP 39/68, Lausanne (1968).
- [25] CH. MOORE, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, U.S. National Bureau of Standards (1959).
- [26] V. I. MAKKAVEYEV, L'onde électrique XLVII, 503 (1967).
- [27] L. MANDEL, Progress in Optics II, 181 (North-Holland, 1963).