

MESURES DE TEMPERATURES IONIQUES  
DANS UNE STRICTION A CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT \*

A. Berney

A b s t r a c t

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).

\* Ce travail a été présenté comme thèse à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences techniques.

T A B L E D E S M A T I E R E S

Chapitre I	<u>TEMPERATURES IONIQUES ET LARGEURS DE RAIES SPECTRALES</u>	
		<u>page</u>
1	Températures dans un plasma	6
2	Principe de la méthode de mesure	7
3	Autres causes d'élargissement des raies spectrales	9
Chapitre II	<u>DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE</u>	
1	Stabilisation dynamique et champ magnétique tournant	11
2	Description du dispositif	12
3	Remplissage et nettoyage du tube de décharge	15
Chapitre III	<u>INSTRUMENT DE MESURE</u>	
1	Introduction	16
2	Système Fabry-Perot-miroirs	17
3	Fonction de transmission du Fabry-Perot	20
4	Mesure de la finesse et profil instrumental	22
5	Détails de construction et choix du matériel	23
6	Connexions avec l'expérience et mesures	25
Chapitre IV	<u>DEPOUILLEMENT ET PRECISION DES MESURES</u>	
1	Dépouillement	28
2	Profils expérimentaux et fluctuation des signaux	30
3	Calcul de Monte-Carlo	30
4	Ecart-types	33
Chapitre V	<u>OBSERVATIONS SPECTROSCOPIQUES</u>	
1	Spectres intégrés	36
2	Choix des raies spectrales pour la mesure des températures	36
3	Intensité en fonction du temps et de l'endroit	38
Chapitre VI	<u>ELARGISSEMENTS PERTURBATEURS</u>	
1	Interprétation du profil de la raie He <sub>II</sub> 4686	43
2	Réabsorption	43
3	Séparation des contributions Stark et Doppler	45

Chapitre VII	<u>RESULTATS</u>	<u>page</u>
1	Présentation générale	49
2	Températures des impuretés dans la préionisation	50
3	Températures des ions $O^+$ et $N^+$ dans la décharge principale	54
4	Température des ions $N^{++}$ dans la décharge principale	56
5	Température de l'hélium ionisé une fois	59
6	Température de l'hélium neutre	65
7	Déplacements des raies spectrales et mouvements dirigés du plasma	65
	 <u>CONCLUSION</u>	 68
	 <u>APPENDICES</u>	
A.	Description de la monture du Fabry-Perot et fonctionnement	69
B.	Critères de choix du monochromateur	71
C.	Fluctuations statistiques du signal d'un photomultiplicateur	74
D.	Liste des raies spectrales	77
E.	Correction du profil de la raie $He_{II}$ 4686 en tenant compte du coefficient de réabsorption mesuré	80
	 <u>REMERCIEMENTS</u>	 82
	 <u>REFERENCES</u>	 83

## I N T R O D U C T I O N

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

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  $5 \times 10^{15}$  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.

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).

De façon assez générale, la précision de nos mesures a été fortement limitée, soit par ces effets d'élargissement perturbateurs, (raies d'hélium), soit par la trop faible intensité des raies observées (impuretés).

A ces limitations sont venues s'ajouter quelques difficultés imprévues : très faible choix de raies spectrales propices à la mesure - diversité des résultats concernant la même espèce de particules, suivant la raie de mesure - etc....

Pourtant, l'ensemble des résultats obtenus donne une bonne idée des températures ioniques (et atomiques) régnant dans le plasma observé et constitué, pour le moment, les seules valeurs expérimentales de ces grandeurs.

Après quelques rappels sur les diverses températures pouvant exister dans un gaz ionisé et l'élargissement des raies spectrales qu'il émet, 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. Dans les deux chapitres suivants, nous présentons quelques observations spectroscopiques générales, puis la façon dont nous avons tenu compte des mécanismes d'élargissement perturbateurs. Finalement, nous donnons les résultats en les interprétant dans la mesure du possible. Nous les avons commentés également en relation avec d'autres mesures et observations faites sur le plasma étudié.

C H A P I T R E I

TEMPERATURES IONIQUES ET LARGEURS DES RAIES SPECTRALES

1. Températures dans un plasma

A l'équilibre thermodynamique, une température unique détermine le rayonnement du plasma (loi de Planck), fixe les états d'ionisation des atomes (loi de Saha), leurs états d'excitation (loi de Boltzmann) et les distributions des vitesses des particules (loi de Maxwell).

Lorsque le rayonnement ne suit pas la loi de Planck, alors que les autres lois sont vérifiées, on parle d'équilibre thermodynamique local. Ceci exige une densité suffisante et un état stationnaire.

Le plasma qui nous intéresse n'est ni stationnaire ni assez dense pour être gouverné par ces lois. Cependant, la répartition des vitesses au sein d'une espèce de particules peut être assez voisine d'une distribution de Maxwell de paramètre  $T_\alpha$ . On définit alors  $T_\alpha$  comme étant la température de l'espèce  $\alpha$ .

Lorsqu'une distribution de vitesse n'est pas maxwellienne, elle s'en rapproche avec un temps de relaxation qui est aussi le temps de selfcollision des particules entre elles donné par la formule :

$$t \cong \text{cte} \frac{M^{1/2} T^{3/2}}{Z^4 n} \quad (\text{I-1})$$

M est la masse des particules considérées, Z leur charge, n leur densité et T leur température finale. Ce phénomène de thermalisation est assez rapide. Avec  $T = 10^5$  °K et  $n = 5.10^{15}$  cm<sup>-3</sup>, valeurs typiques dans notre expérience, ce temps est de l'ordre de  $2.10^{-4}$  μs pour les électrons, de  $2.10^{-2}$  μs pour les ions He<sup>+</sup> et de  $1,5.10^{-3}$  μs pour les ions He<sup>++</sup>.

L'égalisation des températures est un processus plus lent que l'on caractérise par le temps d'équipartition de l'énergie. Entre électrons et ions, on a :

$$t_{\text{eq}} \cong \text{cte} \frac{M_i T^{3/2}}{m_e^{1/2} Z_i^2 n_e} \quad (\text{I-2})$$

Dans les mêmes conditions que ci-dessus ce temps vaut approximativement  $1,2 \mu\text{s}$  pour les ions  $\text{He}^+$  et  $0,3 \mu\text{s}$  pour  $\text{He}^{++}$ .

Le plasma que nous avons étudié est un plasma transitoire dont le temps d'évolution est de l'ordre de  $0,1 \mu\text{s}$ , donc supérieur aux temps de thermalisation, mais inférieur au temps d'équipartition entre électrons et ions. Nous pouvons donc admettre que ces diverses particules ont des températures propres bien définies mais probablement différentes.

En ce qui concerne les populations minoritaires, comme celles des impuretés (oxygène, azote, etc.) la thermalisation se fait principalement par chocs avec les ions du gaz principal. Nous devons alors considérer le temps de collision entre ces derniers et les impuretés qui est, en fait, le temps d'équipartition entre les deux espèces d'ions. Nous avons alors :

$$t_{\text{imp}} \cong \text{cte} \frac{M_{\text{imp}} T^{3/2}}{M_i^{1/2} Z_i^2 Z_{\text{imp}}^2 n_i} \quad ( I-3 )$$

Toujours dans les mêmes conditions de température et de densité et pour des ions  $\text{O}^+$ , par exemple, ce temps vaut  $6 \cdot 10^{-2} \mu\text{s}$  si l'hélium est ionisé une seule fois et  $1,5 \cdot 10^{-2} \mu\text{s}$  dans le cas de l'ionisation double. Il y a donc tout lieu d'attendre une thermalisation au sein des impuretés, mais conduisant éventuellement à des températures distinctes.

## 2. Principe de la méthode de mesure

Le rayonnement émis par notre plasma est composé principalement par :

- 1) Un rayonnement continu de freinage et de recombinaison des électrons libres.
- 2) Un spectre de raies résultant des transitions discrètes des électrons liés.

L'intensité de la lumière émise dans les deux cas dépend essentiellement des densités et de la température électronique seulement.

L'influence de la température des ions ou des atomes ne se fait sentir que dans la largeur des raies qu'ils émettent. Cet élargissement, dû à l'effet Doppler lié à l'agitation thermique des centres émetteurs, permet

de mesurer leur température et c'est sur ce phénomène qu'est fondée notre méthode de mesure.

Les longueurs d'onde du spectre discret sont données par les relations :

$$\lambda \nu = c \quad \text{et} \quad h \nu = E_m - E_n$$

$$\text{d'où } \lambda = \frac{hc}{E_m - E_n} \quad (\text{I-4})$$

$E_m$  : énergie du niveau supérieur de la transition

$E_n$  : énergie du niveau inférieur

Si les niveaux  $m$  et  $n$  ne sont pas perturbés, une raie est monochromatique dans le référentiel lié à la source. Pour l'observateur (instrument de mesure), l'effet Doppler :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (\text{I-5})$$

entraîne un étalement en longueur d'onde identique à la distribution des vitesses dans la direction d'observation. En déterminant le profil d'une raie spectrale, on mesure donc la distribution des vitesses des ions ou atomes sources. Dans le cas où ces particules suivent la loi de Maxwell, on a, selon l'axe  $x$  de mesure :

$$f(v_x) = \text{cte.} \exp\left(-\frac{M v_x^2}{2 kT}\right)$$

correspondant à :

$$f(\lambda) = \text{cte.} \exp\left[-\frac{M}{2 kT} \left(\frac{c \Delta \lambda}{\lambda}\right)^2\right]$$

La largeur à mi-hauteur de la raie spectrale est alors simplement liée à la température de l'espèce considérée :

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

Pour  $\lambda = 4500 \text{ \AA}$  : ( I-6 )

$$\Delta \lambda_{1/2} [\text{\AA}] = 0.35 \sqrt{\frac{kT}{M}}$$

$M$  est exprimé en unité de masse atomique et  $kT$  en eV.

### 3. Autres causes d'élargissement des raies spectrales

Divers mécanismes perturbent les niveaux d'excitation  $E_i$  de la formule (I-4) entre lesquels s'effectuent les transitions, ce qui provoque une décomposition et/ou un élargissement des raies émises.

#### 1) Largeur naturelle

Le temps de vie limité des états excités entraîne, par le principe d'incertitude de Heisenberg, une imprécision sur les niveaux  $E_i$  d'où un élargissement dit naturel, avec :

$$\Delta\lambda_{1/2} \approx 10^{-4} \text{ \AA} \quad (\text{I-7})$$

#### 2) Effet Zeeman

Le champ magnétique décompose les niveaux  $E_i$  en sous-niveaux. La séparation des composantes des raies, dans l'effet Zeeman normal, vaut pour  $\lambda \approx 4500 \text{ \AA}$  :

$$\Delta\lambda [\text{\AA}] = 10^{-5} B [\text{gauss}] \quad (\text{I-8})$$

#### 3) Elargissement Stark

Les perturbations des niveaux dues aux interactions des particules du voisinage donnent lieu au phénomène d'élargissement de pression. Lorsque les agents perturbateurs sont des particules chargées, on l'appelle élargissement Stark.

Dans le cas général, cet élargissement n'est pas symétrique et il est accompagné d'un déplacement (shift) de toute la raie.

Il y a principalement deux théories décrivant cet effet : 1<sup>o</sup> Une théorie statistique considérant l'influence moyenne et quasistatique des agents perturbateurs et qui décrit bien l'action des ions. 2<sup>o</sup> Une théorie d'impact considérant les interactions brusques (chocs) et décrivant mieux l'action des électrons. La première théorie ne s'applique bien que pour le calcul des ailes des raies spectrales alors que la seconde donne de meilleurs résultats au centre. D'un autre côté, selon la raie considérée, la nature de l'élément rayonnant, la densité et la température, l'une ou l'autre de ces théories est mieux adaptée.

Un excellent exposé de ces théories et de leurs développements est fait dans l'ouvrage de Griem (réf. 1). On y trouve notamment des formules permettant de calculer la largeur des raies en fonction de divers paramètres dont le principal est naturellement la densité. En simplifiant, on peut écrire :

$$\Delta \lambda_{1/2} = C n^\alpha \quad ( I-9 )$$

$n$  est la densité

$\alpha$  vaut  $2/3$  ou  $1$

$C$  est une constante attachée à la raie considérée et qui dépend faiblement de la température et de la densité électronique.

Nous donnons plus loin dans un tableau (p.37) quelques valeurs numériques d'élargissement pour les raies qui nous intéressent.

#### 4) Elargissement dû à l'absorption.

Un photon, émis lors d'une transition (vers le bas) d'un ion ou atome entre deux de ses niveaux, peut être réabsorbé par une particule de même espèce en provoquant la transition inverse (vers le haut).

Jusqu'ici, les causes d'élargissement que nous avons examinées étaient liées à une déviation à la relation (I-4) fixant la longueur d'onde des raies spectrales. Implicitement, nous avons admis que la répartition en longueur d'onde de l'intensité d'une raie était le résultat de l'addition de tous les photons émis dans la direction d'observation. Ceci est vrai lorsque la probabilité d'absorption est négligeable. Le plasma est alors transparent à son rayonnement et on dit qu'il est optiquement mince.

Par contre, lorsque la longueur et la densité du plasma sont importantes, la réabsorption des raies (particulièrement celles dites de résonance, à savoir celles où le niveau inférieur de la transition est le niveau fondamental) peut déformer complètement leur distribution spectrale.

Dans 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 étalement apparent plus grand. La valeur de saturation de l'intensité est d'ailleurs celle du corps noir. Il n'est pas possible de donner une expression de la largeur des raies. Celle-ci dépend de trop nombreux paramètres y compris ceux du véritable élargissement. Pour certaines de nos mesures (raie  $\text{He}_{II}$  4686), nous avons dû tenir compte de ce phénomène de réabsorption et l'examinons plus en détail en relation avec les résultats obtenus.

## C H A P I T R E    I I

### DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

#### 1. Stabilisation dynamique et champ magnétique tournant

L'expérience à laquelle nous avons participé par nos mesures de températures est une expérience de confinement d'une colonne de plasma par un champ magnétique tournant (réf. 2 et 3).

Elle 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 (réf.4), Berkowitz (réf.5) et Weibel (réf.6 et 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 (réf.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 (réf. 9, 10, 11 et 12). Un nouveau générateur en voie d'achèvement fournira plusieurs centaines de MW (réf.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  $90^\circ$ . On peut les noter  $B_z \cos \omega t$  et  $B_\theta \sin \omega t$  (figure II-1).

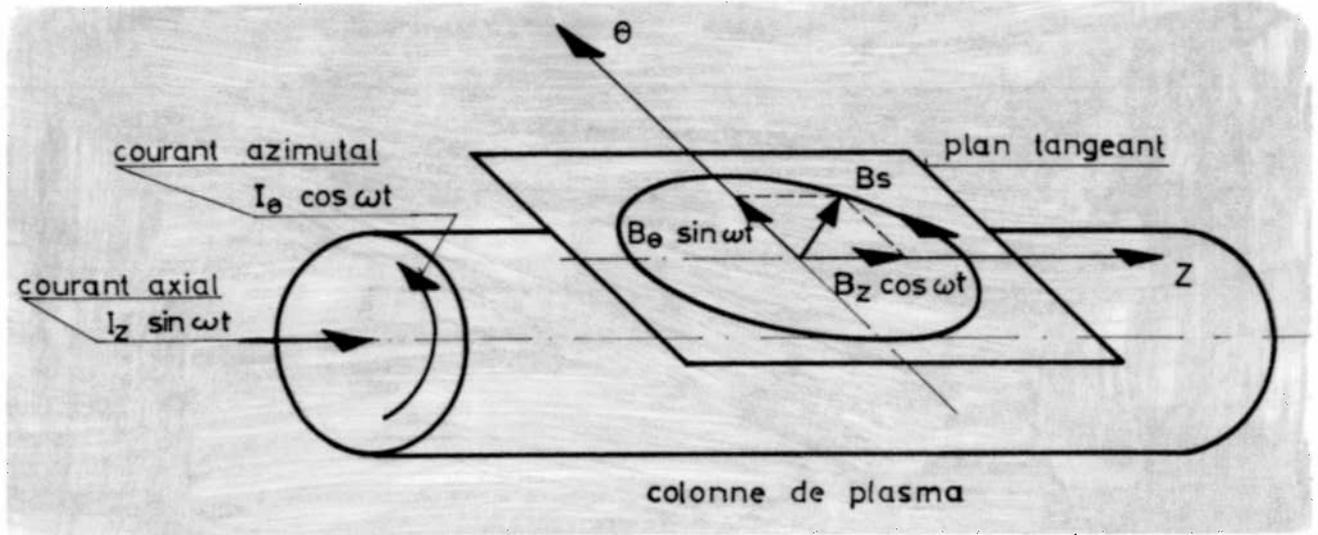


Figure II-1 : Champ magnétique tournant.

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 :

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

## 2. Description du dispositif

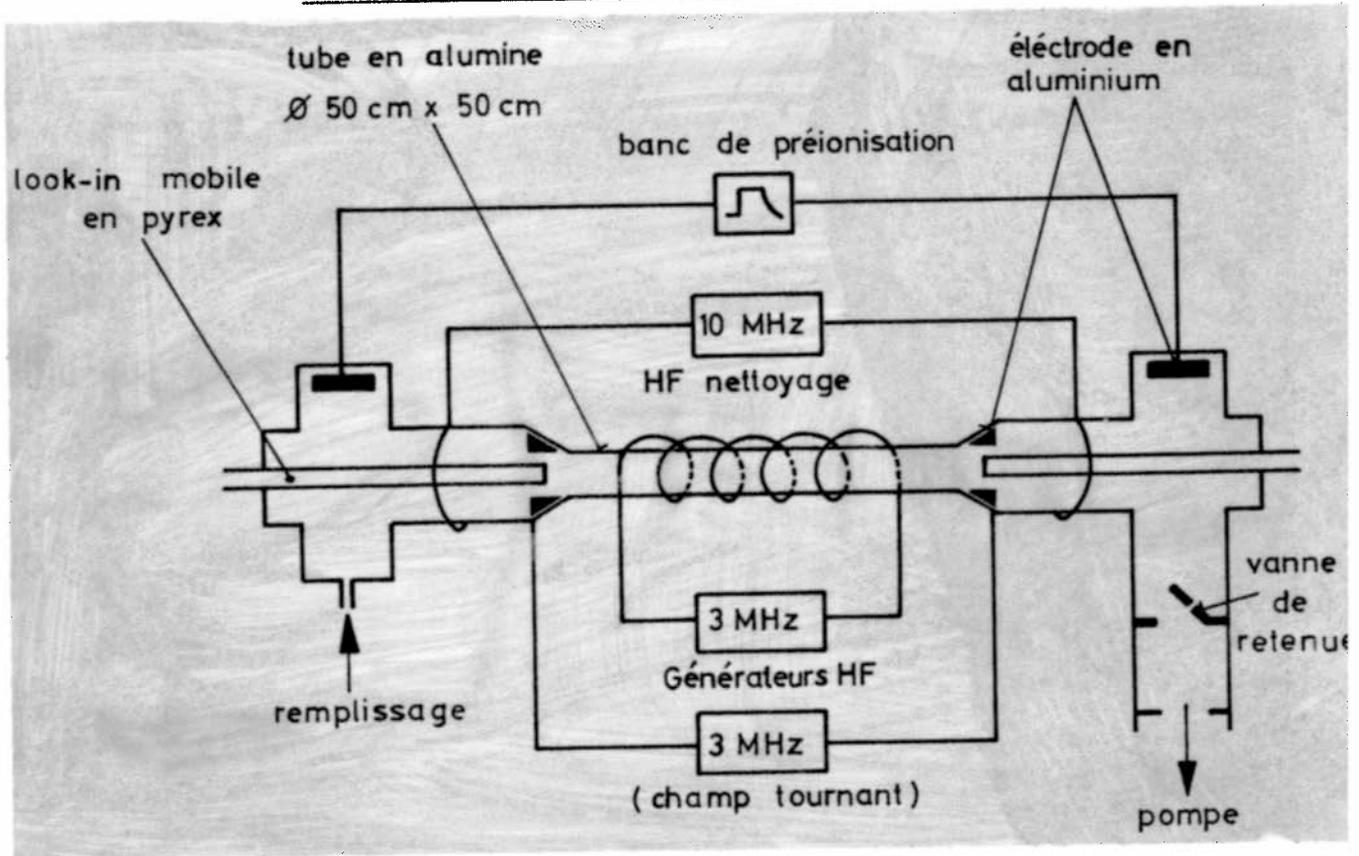


Figure II-2 : Schéma de l'expérience.

La figure II-2 en donne le schéma. 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 le démarrage à basse pression, les électrodes de préionisation ont dû être placées assez loin, de telle sorte que le gaz préionisé occupe un espace beaucoup plus grand. Pour éliminer l'influence de ces volumes morts lors de l'observation axiale, comme aussi pour en faciliter la résolution spatiale, des "look-in" plongent jusqu'au niveau des électrodes HF. Il s'agit de tubes de pyrex fermés par une fenêtre de quartz du côté plasma et ouverts à l'autre extrémité. Ceux-ci sont montés sur un support mobile permettant l'exploration en dehors de l'axe du système. Tous les joints sont en indium. Le système de pompage est constitué par une pompe à palette Balzers DUO 5 et une pompe à diffusion Balzers 650.

La figure II-3 montre les oscillogrammes des courants et du carré du champ magnétique en surface.

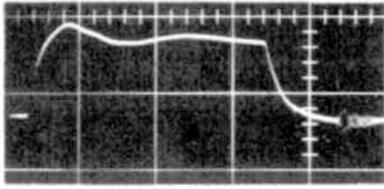
La décharge de préionisation dure 10 à 30  $\mu$ s suivant les cas avec une intensité d'environ 9 kA.

Quelques  $\mu$ s après, le courant HF azimuthal 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 (réf. 14). Cette mesure est très sensible aux inégalités des deux champs  $B_z$  et  $B_\theta$  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 (réf. 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.

Les photographies de la figure II-4 donnent une idée de l'appareillage.

PREIONISATION



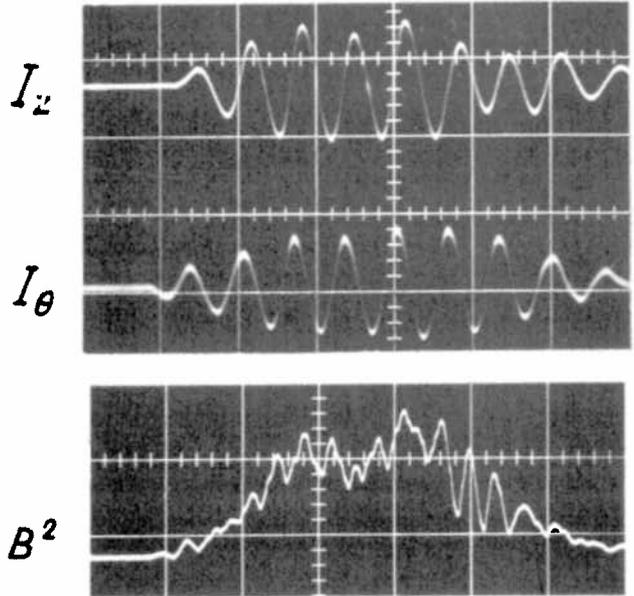
10  $\mu$ s/div.

Préionisation : 10 kA/div.

$I_z$  et  $I_\theta$  : 35 kA/div.

$B^2$  : 3,5 (kG)<sup>2</sup>/div.

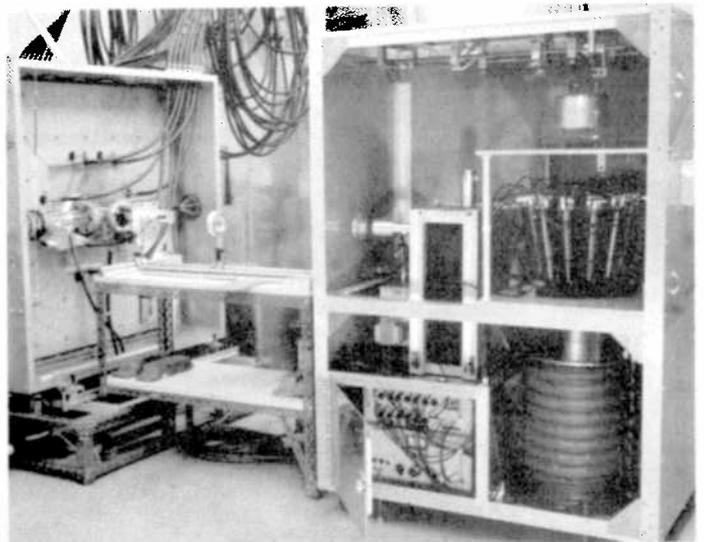
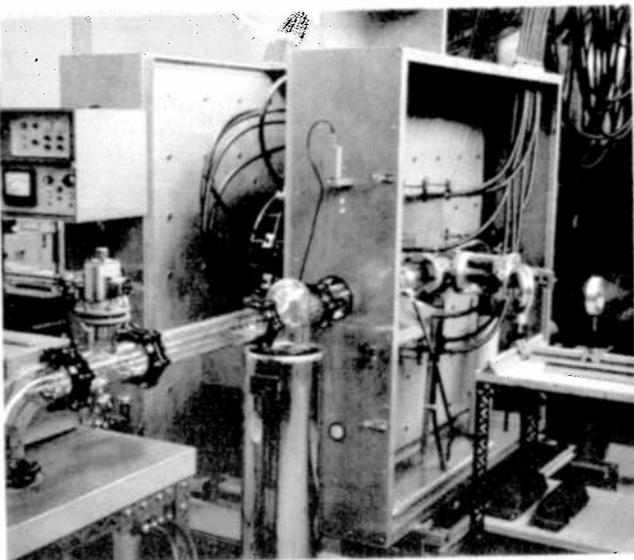
DECHARGE PRINCIPALE



0,5  $\mu$ s/div.

Figure II-3 :  
Oscillogrammes de la décharge.

Tube de décharge  
et circuits d'accords



Axe du tube  
de décharge

Instrument  
de mesure

Figure II-4 : Photos des appareils.

### 3. Remplissage et nettoyage du tube de décharge

#### 1) Remplissage :

Le gaz de remplissage est injecté à une des extrémités, de façon continue, par une vanne à pointeau. La pression de travail est établie, peu avant chaque tir, par la fermeture d'une vanne de retenue (figure II-2) qui est rouverte sitôt après. Cela permet un renouvellement complet du gaz ainsi que l'élimination d'une partie des produits désorbés par les parois de l'enceinte pendant la décharge. Ce procédé assure ainsi des conditions initiales identiques à chaque tir.

#### 2) Nettoyage du tube :

Le dispositif ne se prêtant pas à un étuvage, on a eu recours à une méthode apparentée aux procédés de bombardement ionique. Un courant HF de 10 MHz est injecté de façon permanente, avec une puissance de l'ordre de 0,5 KW, dans le tube rempli au préalable d'oxygène. L'action de cette décharge est double. D'une part, elle chauffe les parois du tube et provoque une certaine désorption des gaz occlus ou absorbés et d'autre part, l'oxygène brûle le carbone provenant des huiles de la pompe. Pendant l'opération qui dure quelques heures, ce gaz est renouvelé et le tube vidangé périodiquement. Les résultats de ce traitement sont un abaissement significatif du vide limite obtenu et une réduction sensible de l'intensité des raies spectrales émises par le carbone. De plus, en l'absence de gaz de remplissage mais lorsque la vanne de retenue est fermée, la vitesse de remontée de la pression par désorption spontanée des parois est notablement diminuée.

Les pressions sont les suivantes :

Vide limite mesuré au-dessus de la pompe :  $6.10^{-7}$  Torr

Vide limite mesuré à l'extrémité opposée du tube :  $4.10^{-6}$  Torr

Pression mesurée au même endroit une minute après la fermeture de la vanne de retenue mais sans injection de gaz :  $7.10^{-5}$  Torr.

La pression de travail étant au moins de  $2.10^{-2}$  Torr, les gaz désorbés avant le tir ne représentent donc qu'une faible proportion.

#### 3) Piège à azote liquide :

L'action de ce piège améliore quelque peu ces résultats, mais, surtout, il permet de maintenir la propreté obtenue en empêchant la remontée de polluants en provenance des pompes.

## C H A P I T R E    I I I

### I N S T R U M E N T   D E   M E S U R E

#### 1. Introduction

Nous avons construit notre instrument de mesure sur le modèle d'un appareil réalisé par J.G. Hirschberg et autres (réf. 16 et 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.

Jacquinet (réf. 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. L'appareil de Hirschberg et autres, appelé parfois "Fafnir", nous parut particulièrement bien adapté à l'étude de notre plasma. Notre "Analyseur de raies spectrales" (c'est ainsi que nous avons appelé l'appareil que nous avons construit) diffère très peu du "Fafnir". Nous nous limitons donc à une description assez sommaire, à l'exception de quelques points que nous avons étudiés plus particulièrement.

2. Système Fabry-Perot-miroirs

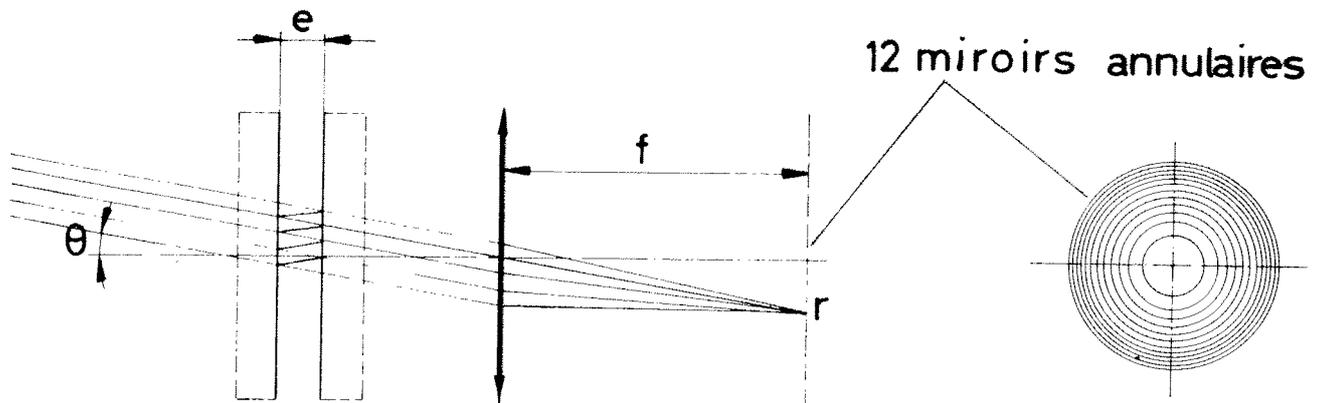


Figure III-1 : Principe du Fabry-Perot multicanal.

Nous nous référons à la figure ci-dessus.

A travers le Fabry-Perot, il y a interférences constructives, ou plus précisément maximum de transmission, chaque fois que :

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

Les anneaux qui se forment dans le plan focal de la lentille sont tels que, pour une épaisseur  $e$  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 :

$$d\lambda = - \lambda_0 \frac{r dr}{f^2} \quad ( \text{ III-2 } )$$

$$\lambda_0 = \frac{2e}{k} \quad \text{longueur d'onde privilégiée sur l'axe.}$$

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 disposés de façon à réfléchir chacun des faisceaux élémentaires en direction d'un photomultiplicateur séparé. (Figure III-3)

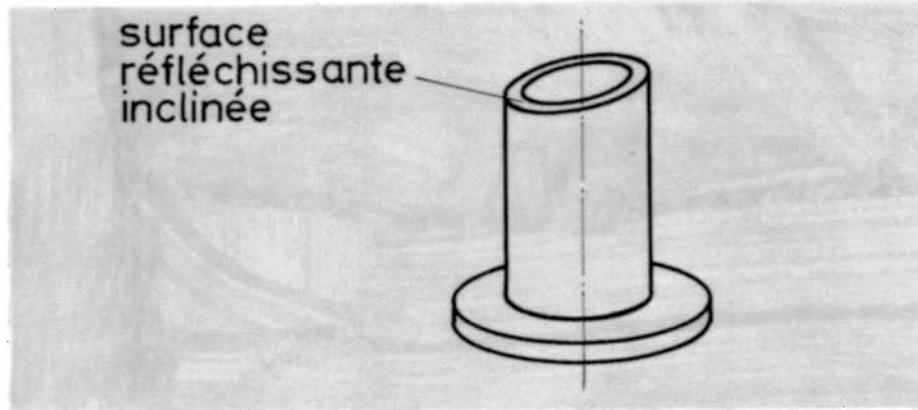


Figure III-2 : Un des miroirs.

Ces miroirs sont faits en acier inoxydable. Ils se présentent comme des tubes s'emboîtant les uns dans les autres et dont une des extrémités taillée obliquement a été polie et aluminisée. L'autre extrémité est pourvue d'une collerette servant au positionnement et à l'orientation relative de chacun d'eux. (Figure III-2)

$r_{12}$  étant le rayon extérieur du 12<sup>e</sup> 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.

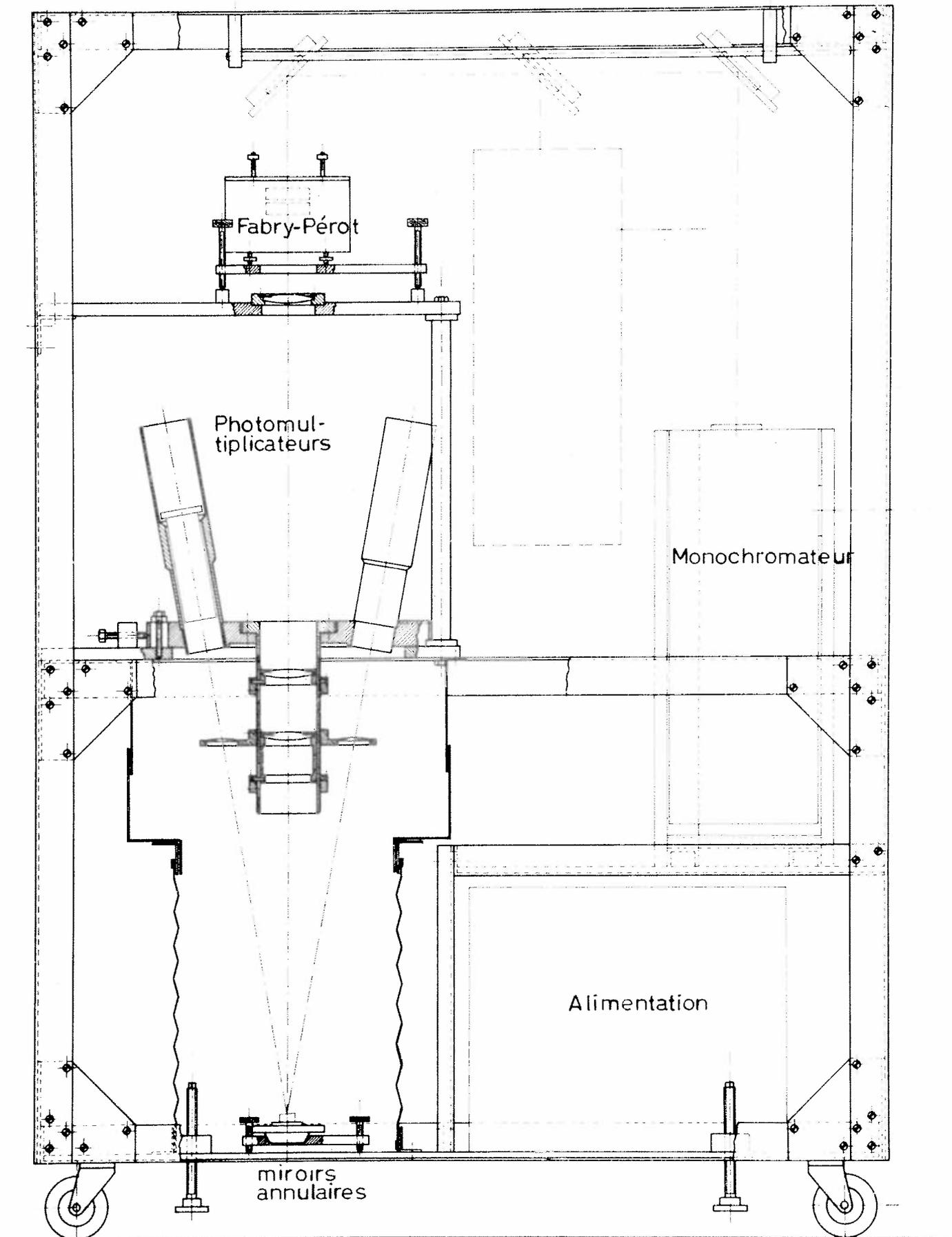


Figure III-3 : Interféromètre de Fabry-Perot multicanal

3. Fonction de transmission du Fabry-Perot

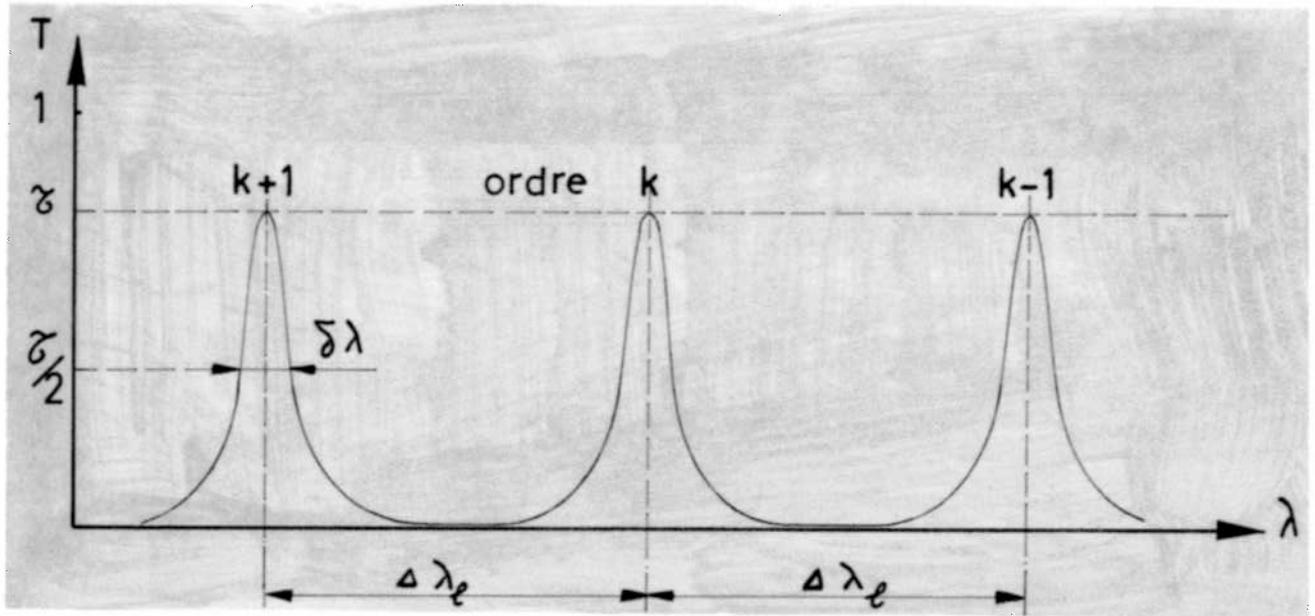


Figure III-4 : Fonction de transmission d'un Fabry-Perot

La fonction de transmission d'un Fabry-Perot a l'allure indiquée par la figure III-4. La distance entre les pics  $\Delta\lambda_1$  s'appelle l'intervalle spectral libre et vaut  $\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda}{k} = \frac{\lambda^2}{2e\cos\theta}$ ; 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.

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

Si les lames sont parfaitement planes et parallèles avec un coefficient de réflexion R, l'intensité, dans une direction fixe (diaphragme infiniment petit), est donnée par la fonction d'Airy :

$$I = \frac{\tau I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{2\pi e \cos\theta}{\lambda}} \quad ( \text{ III-5 } )$$

$I_0$  Intensité incidente

$\tau$  Transmission maximum

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

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 :

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

A chacun des douze canaux de notre système est associé une telle fonction de transmission. Ces fonctions diffèrent les unes des autres par la valeur de l'angle d'observation  $\theta$  correspondant aux différents miroirs et sont, de la sorte, légèrement décalées les unes par rapport aux autres.

La figure III-5 schématise cette situation.

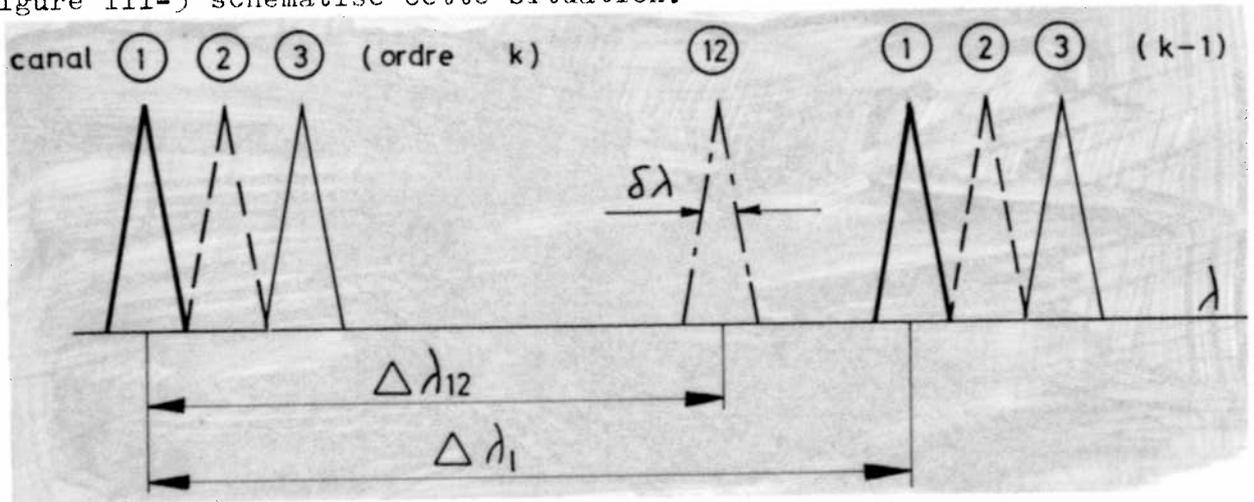


Figure III-5 : Positions relatives des 12 fonctions de transmission

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

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

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

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 l'épaisseur  $e$  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 III-6.

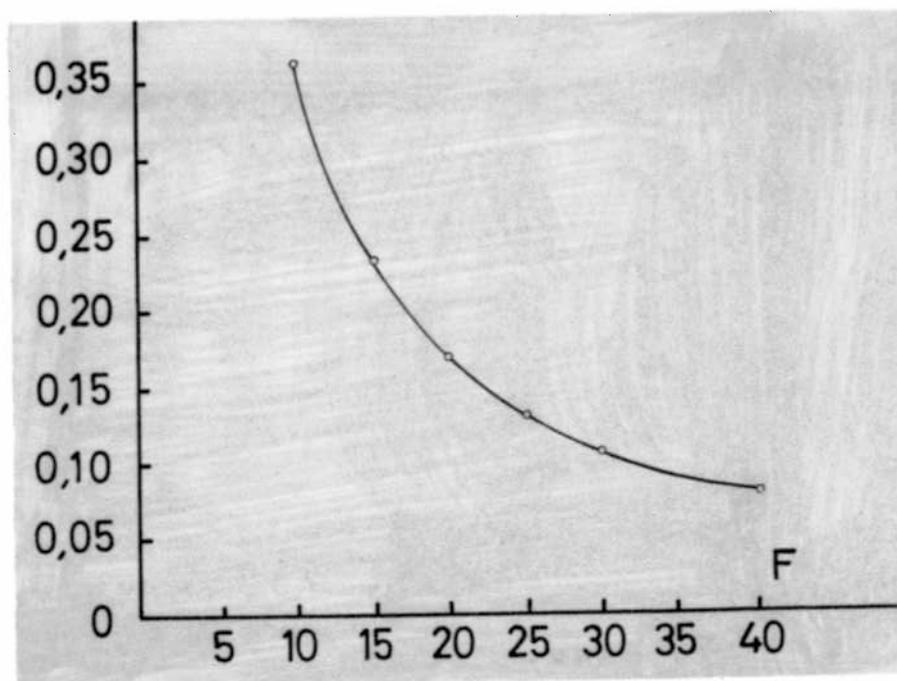


Figure III-6 : Rapport  $J_2/J_1$  en fonction de la finesse.

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

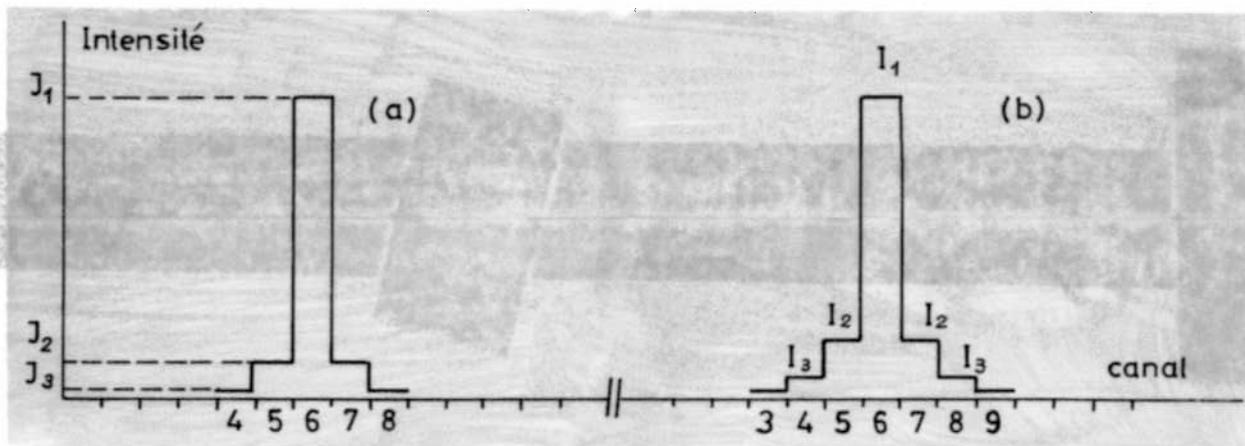


Figure III-7 : Profil instrumental (a)  $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_{12}$

(b)  $\Delta\lambda_1 > \Delta\lambda_{12}$

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  $\eta$  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. (Figure III-7 b)

## 5. Détails de construction et choix du matériel

### 1) Lames du Fabry-Perot.

Pour utiliser au mieux la lumière disponible, on a cherché des lames de dimension et de coefficient de transmission  $\tau$  maximum. La qualité devait être grande également. La valeur de la finesse est limitée par divers facteurs ; les défauts de planéité, seuls, interdisent à cette valeur de dépasser  $Q/2$  si la taille des lames est faite à  $\lambda/Q$ . La meilleure qualité que nous avons trouvée est un polissage à  $\lambda/100$  avec un diamètre de 70 mm.

Un empilement de couches minces transparentes, alternativement à bas et haut indices de réfraction, fournit le coefficient de réflexion désiré. Les pertes par absorption sont plus faibles que dans un dépôt métallique de même pourvoir réflecteur. L'ennui de ces revêtements est le petit domaine spectral d'utilisation ( $\sim 600 \text{ \AA}$ ). Nous avons dû utiliser deux jeux de lames pour nos mesures ; le premier valable entre 3900 et 4500  $\text{\AA}$  et le second entre 4500 et 5100  $\text{\AA}$ .

La monture que nous avons construite est décrite dans l'appendice A. Nous nous sommes inspirés de celle utilisée dans l'appareil de Hirschberg et autres. Nous avons porté un soin particulier à la stabilité afin de pouvoir utiliser toute la surface des lames et avons développé un système de réglage fin de l'épaisseur (ordre d'interférence) à élasticité.

## 2) Monochromateur d'entrée.

Celui-ci est nécessaire pour isoler la raie à mesurer du reste du spectre afin d'éviter la superposition d'ordres différents d'interférence. Nous avons adopté un appareil de faible qualité optique mais que nous avons rendu très dispersif en le dotant d'un réseau de 2160 t/mm et d'assez grande dimension (10 x 10 cm).

Les raisons de ce choix sont détaillées dans l'appendice B. Il s'agissait de réaliser une adaptation optique optimum entre le monochromateur et le Fabry-Perot pour conserver sa grande luminosité.

## 3) Photomultiplicateurs

Nous avons choisi des tubes Philips 56 AVP à cause de leur haut gain et de leur limite de linéarité élevée ainsi que pour leur dimension appropriée. Chacun d'eux est monté dans un tube d'aluminium (fig. III-3) contenant le diviseur de tension ainsi qu'un petit amplificateur de courant (emitter follower). L'appareil est entièrement fermé par des tôles, ce qui constitue un second blindage. Les signaux sont acheminés, par câbles coaxiaux blindés par une tresse de cuivre extérieure, vers une cage de Faraday dans laquelle se fait l'enregistrement. La constante de temps de mesure est de 50 nsec environ. La tension d'alimentation de chacun des photomultiplicateurs est ajustable séparément, permettant l'égalisation des sensibilités.

## 6. Connexions avec l'expérience et mesures

Les mesures ont toujours été faites en observant le plasma longitudinalement. Deux systèmes optiques différents ont été utilisés.

### 1) Observations avec look-in.

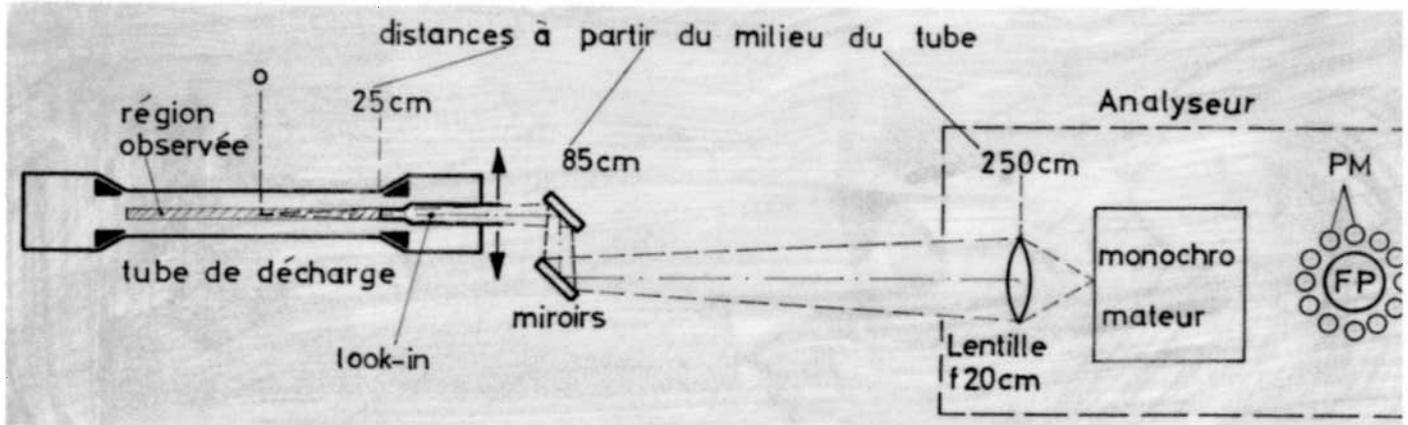


Figure III-8 : Système optique d'observation du plasma permettant une certaine résolution radiale.

Le look-in a 7 mm. de diamètre intérieur côté plasma et 15 mm. à l'autre extrémité. Une garniture en papier noir empêche toute réflexion. La position de la lentille de focalisation est telle que le pinceau de lumière défini par le look-in éclaire tout le réseau du monochromateur (ouverture 1/5). Ceci est nécessaire pour que tous les miroirs soient illuminés. La profondeur de champ correspond à la longueur totale du plasma (50 cm). La région observée est donc approximativement cylindrique et située dans le prolongement du look-in. 4 positions différentes de celui-ci nous ont permis d'explorer les 4 zones illustrées par la figure III-9.

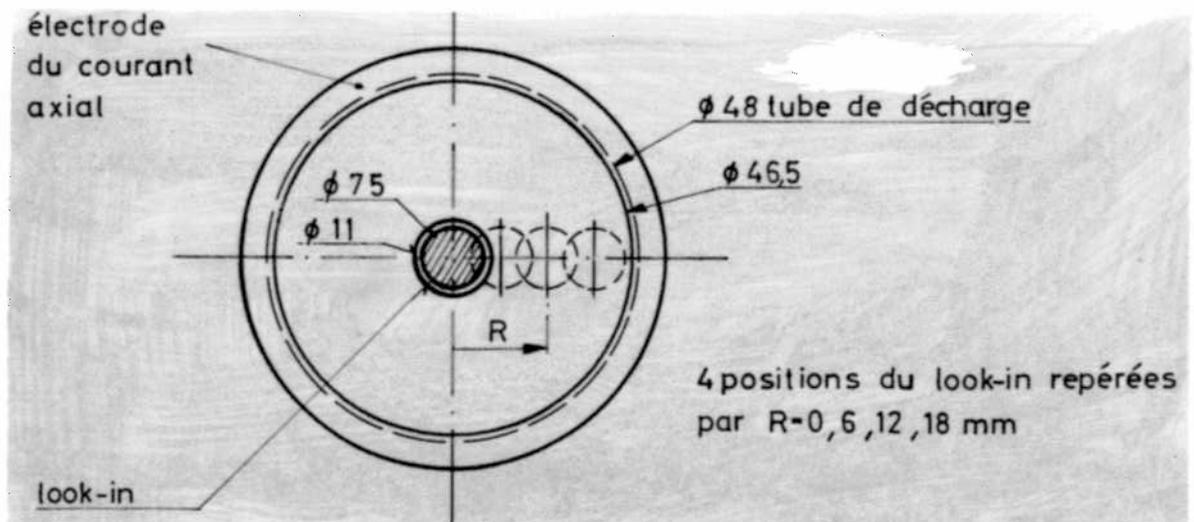


Figure III-9 : Régions observées.

2) Observations sans résolution radiale.

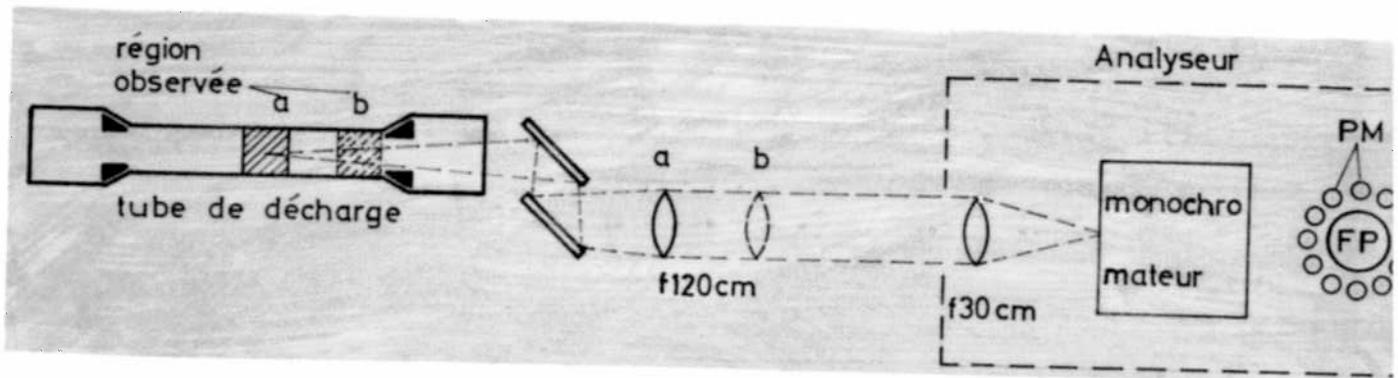


Figure III-10 : Système optique d'observation de toute la section du plasma.

Ce système optique est beaucoup plus lumineux que le précédent et fut le seul utilisable dans les cas de faible intensité. On observe en effet toute la section du tube et sous un angle solide bien supérieur. La profondeur de champ est cependant plus faible (10 cm.), de sorte que par déplacement de la première lentille, on peut choisir la tranche de plasma étudiée.

Avant toute mesure, les opérations de réglage et de contrôle ont été faites avec un système optique escamotable. D'une part, contrôle du profil instrumental avec une lampe spectrale émettant des raies étroites, égalisation des sensibilités des 12 voies à la bonne longueur d'onde d'autre part. Pour cet étalonnage, le plasma lui-même constituait la source, observé en enlevant le Fabry-Perot. Cette manipulation assez délicate était évitée pour les contrôles de routine par l'emploi d'un arc au carbone qui émet un spectre continu.

L'enregistrement des signaux a été fait sur un oscilloscope à 12 traces construit dans notre laboratoire (réf. 19). Il s'agit d'un assemblage compact de 6 tubes cathodiques à double faisceaux montés avec une base de temps commune. Un dispositif photographique approprié nous donne les 12 signaux sur une seule photo (figure III-11).

Courant  
PM 1

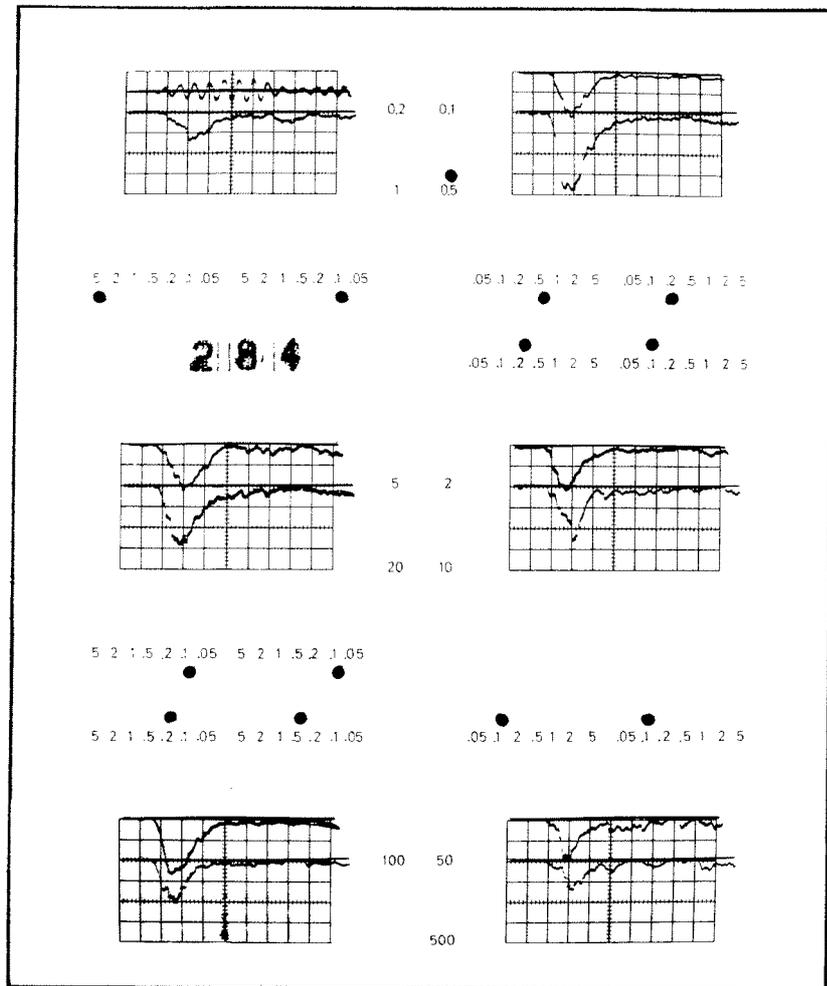


Figure III-11 : Oscillogramme à 12 traces. Les lampes indiquent les diverses sensibilités en V/div. La vitesse de balayage est ici de 0,5  $\mu$ s/div.

## C H A P I T R E IV

### DEPOUILLEMENT ET PRECISION DES MESURES

#### 1. Dépouillement

Les résultats bruts (figure III-11) se présentent sous la forme de 11 ou 12 oscillogrammes (l'enregistrement du courant occupe parfois une trace de l'oscilloscope) donnant chacun l'évolution temporelle d'une partie de la raie analysée. Les amplitudes des signaux sont mesurées aux instants choisis, ce qui donne 11 ou 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  $\lambda$  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 :

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

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 :

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

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 (figure III-7) qu'une raie quasi-monochromatique 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. Soit  $R$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  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 :

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

$H_j$  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 :

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

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

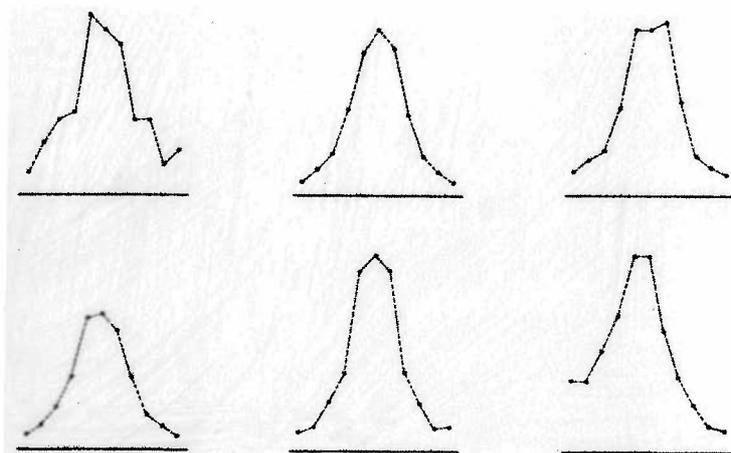
Nous montrons dans la figure IV-1 quelques exemples de profils de raies spectrales tels qu'ils ont été mesurés. Ce sont les points  $F_j$  définis plus haut. Comme on le voit, ces points définissent des "courbes en cloches" plus ou moins régulières. Les accidents ont deux causes principales.

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 C.

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, à 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.

Figure IV-1 : Exemples de profils expérimentaux.



## 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  $\tau$  de la mesure.

Les formules (C-9), (C-10) et (C-11) de l'appendice C 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 :

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

avec :

$$\sum_{j=1}^{12} n_j = Q \quad ( IV-6 )$$

$b$ ,  $c$ ,  $d$  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  $n_1, n_2, \dots, n_{12}$  (figure IV-2) 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.

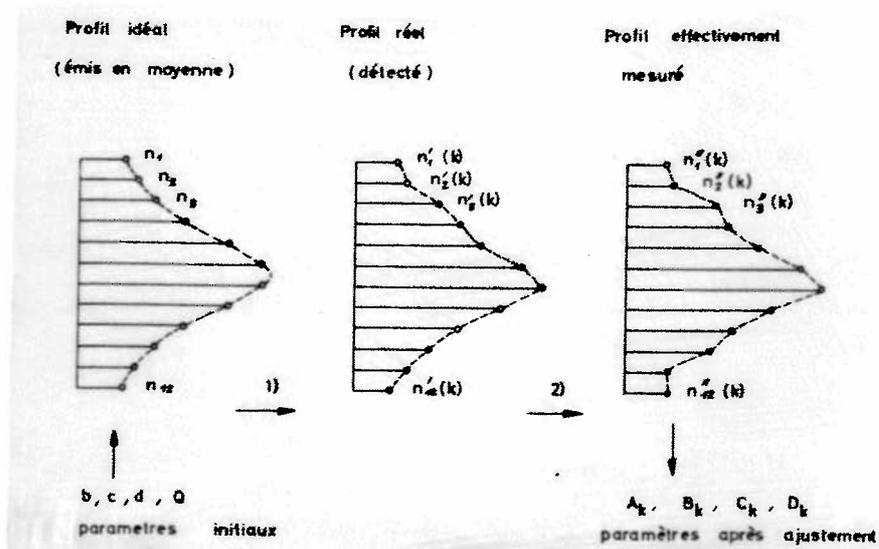


Figure IV-2 : Schéma des tirages.

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 C, 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 (C-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 :

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

avec :

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

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

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

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 (figure IV-3) permettent de déterminer les écarts-types de ces paramètres ou ceux de grandeurs associées ( $T$ ).

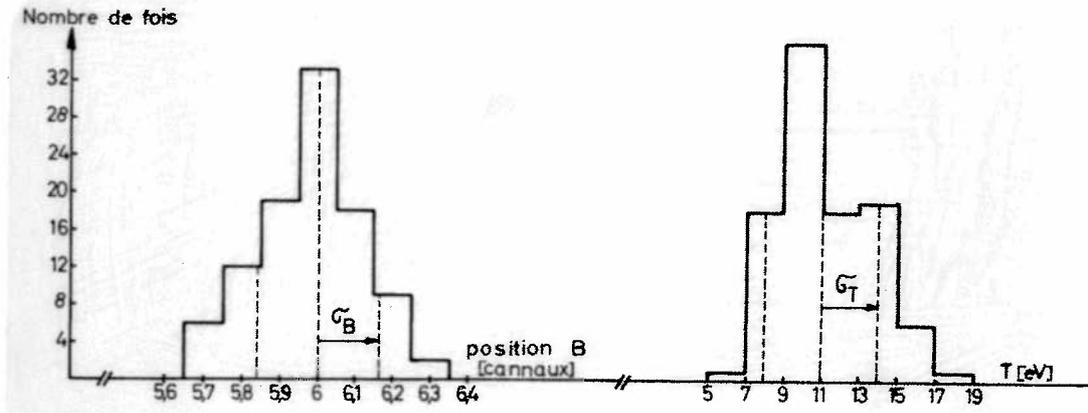


Figure IV-3 : Histogrammes.

Nous avons vérifié que leurs moyennes étaient approximativement égales aux paramètres de départ : par exemple,  $\bar{D}_k = d$  (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.

Nous pouvons ainsi estimer la précision des résultats que nous tirons d'un profil mesuré, comme la température ou la position du centre de la raie.

#### 4. Ecarts - types

Quantitativement, nos écarts-types ont la signification habituelle, c'est-à-dire : à un résultat  $X$  correspond un écart  $\sigma_X$  avec une probabilité de 0,7 environ pour que la grandeur mesurée soit comprise entre  $X - \sigma_X$  et  $X + \sigma_X$ .

La figure (IV-4) représente, en fonction de l'intensité ( $Q$ ) et pour diverses largeurs de raies ou températures, deux sortes d'écart-types :

a) Ecart-types des mesures de température de l'azote ionisé une fois. Un simple changement d'échelle permet d'obtenir les écart-types pour des particules de masses différentes ou pour des réglages optiques différents d'après la relation (IV-2).

b) Ecart-types des mesures de la position du centre des raies pour diverses largeurs. Ceux-ci sont indépendants de la masse des ions émetteurs ou du réglage optique.

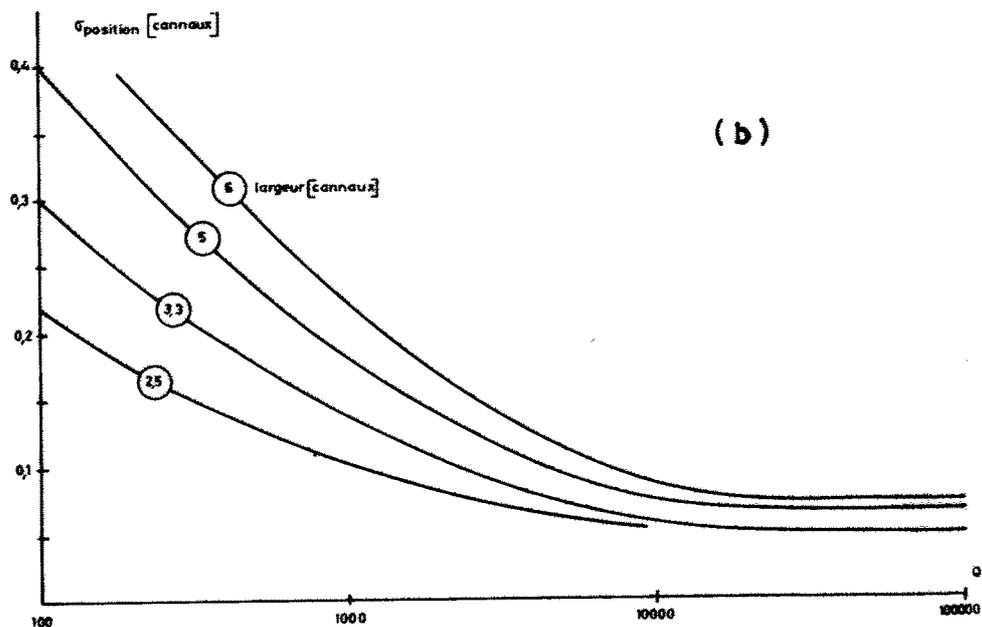
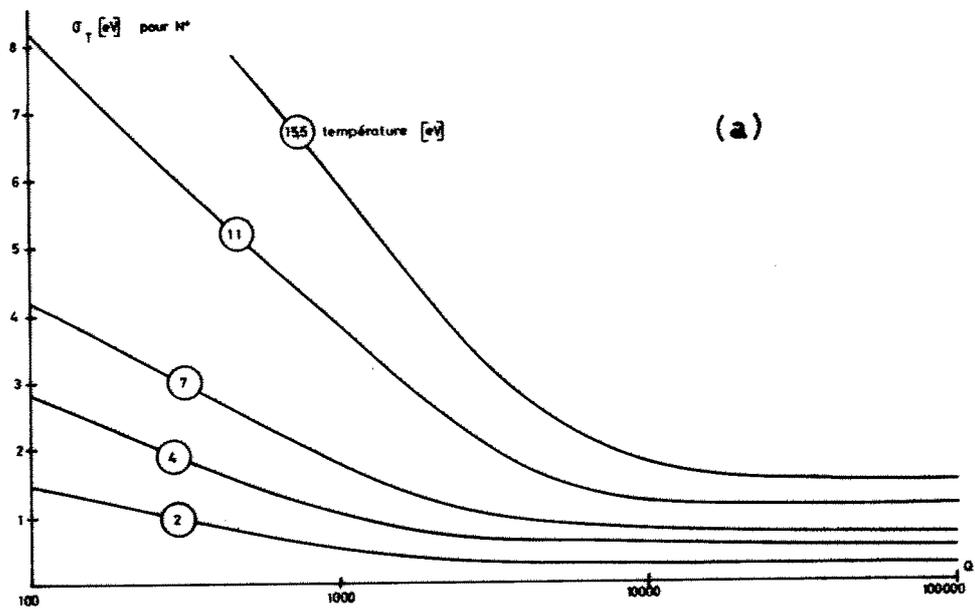


Figure IV-4 : Ecart-types

A partir de  $Q = 10'000$  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 10'000 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.

## C H A P I T R E V

### OBSERVATIONS SPECTROSCOPIQUES

#### 1. Spectres intégrés

Comme préliminaire indispensable à nos mesures, nous avons analysé le spectre de la lumière émise par le plasma. Ce spectre a été enregistré entre 3000 et 6000 Å avec un spectrographe Jarrell-Ash de 75 mm de focale équipé d'un réseau donnant une dispersion de 10 Å/mm. Nous avons examiné les spectres obtenus avec toute la décharge ou la préionisation seulement. Les composantes du spectre sont les mêmes. On ne note que des différences d'intensité. Le gaz de remplissage (hélium) ne fournit que quelques raies dont certaines sont très intenses. Le plus grand nombre de raies provient du spectre des impuretés ; leurs sources sont les parois de l'enceinte, les électrodes et le système de pompage. Dans l'ordre décroissant de l'intensité globale, ces impuretés sont : oxygène, carbone, azote, aluminium. Tous ces éléments sont ionisés une et deux fois. Nous donnons dans l'appendice D la liste des principales raies que nous avons identifiées.

#### 2. Choix des raies spectrales pour la mesure des températures

Les critères sont les suivants :

- 1) Raies de longueur d'onde supérieure à 3900 Å. Cette limite est imposée par le choix du revêtement (diélectrique) des lames du Fabry-Perot.
- 2) Raies intenses et bien séparées des autres dans le spectre. Il est évident qu'il ne doit y avoir aucun recouvrement avec d'autres raies. De plus, il faut isoler les raies à mesurer. Le faible pouvoir de résolution du monochromateur choisi et la nécessité d'avoir une bande passante notablement plus large que la largeur analysée  $\Delta\lambda_{12}$  ont restreint le choix aux raies dont les plus proches voisines, d'intensité appréciable, sont éloignées d'au moins 8 Å dans le spectre.

3) Raies dont l'élargissement soit dû principalement à l'effet Doppler. Parmi les autres causes d'élargissement mentionnées au chapitre I, l'effet Stark est le plus dangereux concurrent. Les autres contributions sont négligeables ici, sauf, dans quelques cas, l'élargissement causé par la réabsorption ; cette question est traitée séparément.

Le tableau suivant donne quelques valeurs des élargissements Stark et Doppler :

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

Elément	$\lambda$	Largeur Doppler en $\text{\AA}$			Largeur Stark en $\text{\AA}$		
		kT en eV			n en $\text{cm}^{-3}$		
		1	10	100	$10^{15}$	$10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
H	$H_{\beta}$ (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

$10 \text{ eV}$  et  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  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 mesure.\*

Finalement, il n'y a qu'un petit nombre de raies suffisamment intenses et satisfaisant les diverses exigences mentionnées.

\* 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.

Voici, groupées par élément et degré d'ionisation, les possibilités du spectre :

- Hélium neutre :  $\text{He}_I$  3889, seule raie assez intense et dont l'élargissement Stark soit tolérable. C'est aussi l'extrême limite d'utilisation du Fabry-Perot du côté des courtes longueurs d'onde.
- Hélium ionisé :  $\text{He}_{II}$  4686, seule raie intense dans le bon domaine spectral mais avec un élargissement Stark très gênant.
- Carbone : aucune raie isolée de bonne longueur d'onde.
- Azote ionisé :  $\text{N}_{II}$  3995 et dans certains cas  $\text{N}_{II}$  4447,
- Azote ionisé deux fois :  $\text{N}_{III}$  4379, seule raie suffisamment isolée.
- Oxygène ionisé :  $\text{O}_{II}$  3973 et  $\text{O}_{II}$  4367.
- Aucune raie intense d'oxygène ionisé deux fois au-dessus de 3800 Å.

Nous n'avons pas essayé d'utiliser les raies de l'aluminium, leur émission étant trop irrégulière.

### 3. Intensité en fonction du temps et de l'endroit

Les spectres nous ont renseignés sur la nature et les états d'ionisation des éléments présents dans le plasma, mais sans préciser le moment de l'émission des diverses raies et avec une faible résolution spatiale. D'un autre côté, le plasma a été photographié (réf. 2 et 3) en lumière globale avec une caméra électronique. Ces photos, présentées sur la figure V-1, pour 3 pressions différentes de remplissage, (20, 60 et 180 mTorr d'hélium) sont obtenues par balayage continu, au cours de la décharge, de l'image d'une tranche de plasma observée axialement. Elles donnent une bonne idée de la répartition spatio-temporelle de la lumière de tout le spectre dans le domaine de sensibilité de la caméra (4000-6000 Å). Pour préciser cette répartition, les principales raies de chaque espèce d'atomes ou d'ions ont été observées séparément avec des photomultiplicateurs et en diverses régions du tube.

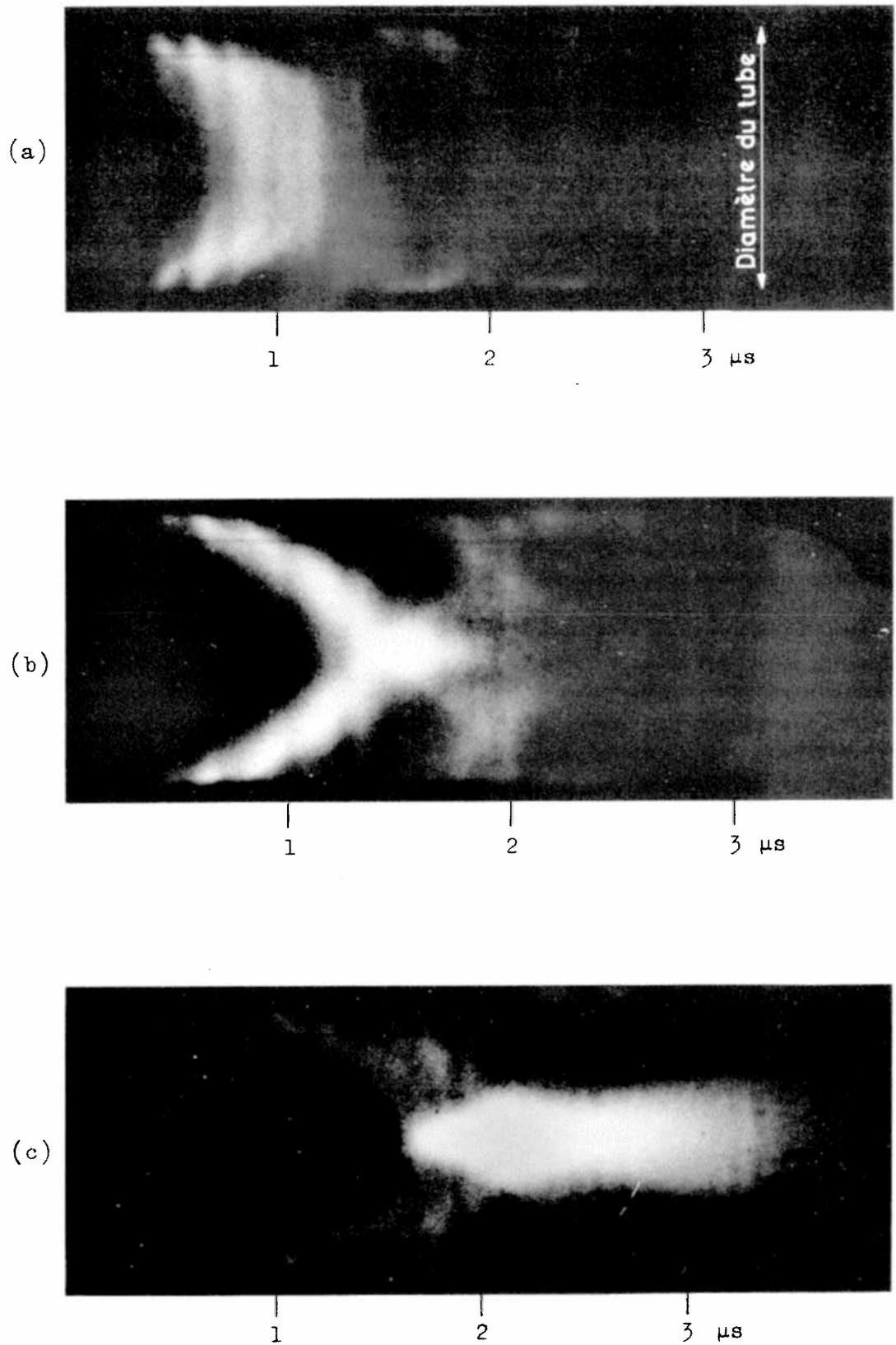
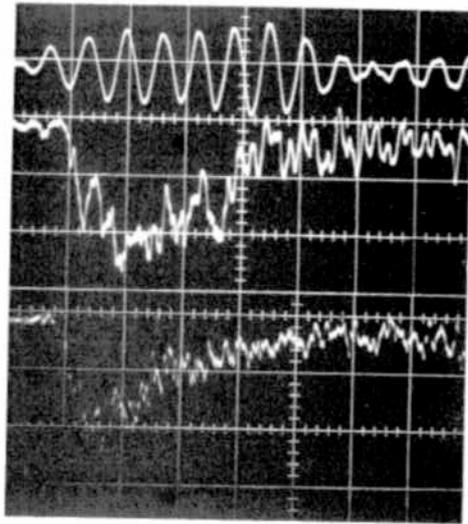


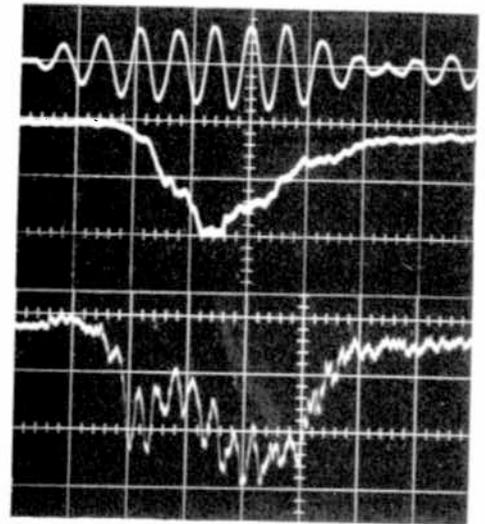
Figure V-1 : Photos du plasma (Streak pictures)

- (a) 20 m Torr d'hélium
- (b) 60 m Torr d'hélium
- (c) 180 m Torr d'hélium

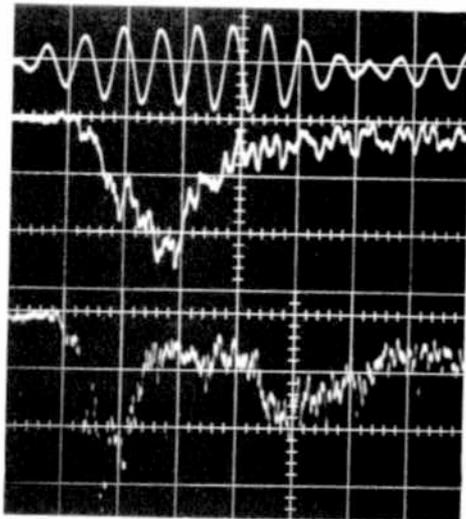


He<sub>I</sub> 3889

$I_{\theta}$   
Centre  
Bord

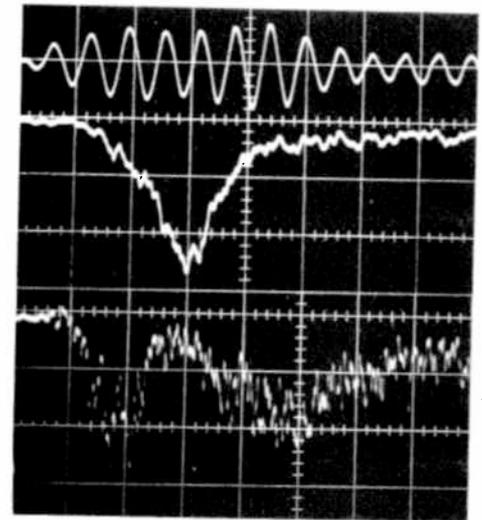


He<sub>II</sub> 4686

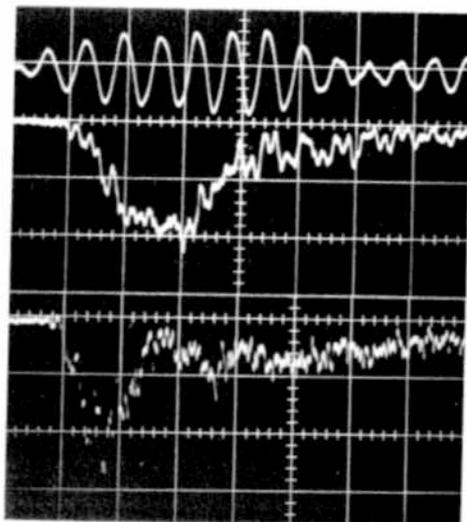


O<sub>II</sub> 3973

$I_{\theta}$   
Centre  
Bord

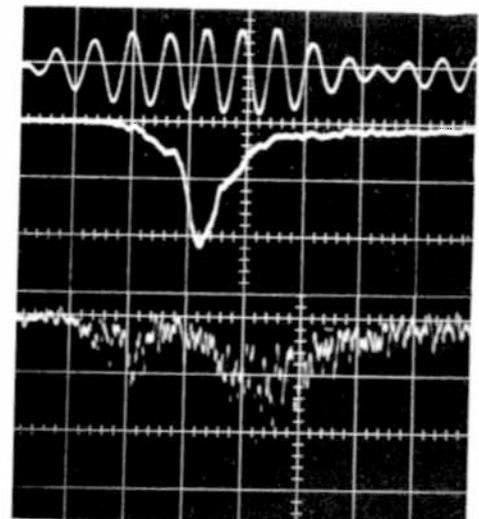


O<sub>II</sub> 4367



N<sub>II</sub> 3995

$I_{\theta}$   
Centre  
Bord



N<sub>III</sub> 4379

0,5  $\mu$ s/div.

Figure V-2 : Emission de quelques raies à 60 m Torr.

Cet examen a été particulièrement complet avec une pression de remplissage de 60 mTorr d'hélium. Dans ce cas, l'émission individuelle des raies choisies pour nos mesures de températures est illustrée par les oscillogrammes de la figure V-2 et le tableau suivant :

Intensités maximum à 60 mtorr (unités arbitraires)

A			B	
Mesures avec Analyseur + look-in (optique de verre)			Mesures avec viseur (optique de quartz)	
Raie	R=0	R=18	Centre	Bord
He <sub>I</sub> 3889	0,3	0,3	13,5	0,9
N <sub>II</sub> 3995	0,3	0,3	6	0,25
O <sub>II</sub> 3973	0,5	0,5	13	0,35
O <sub>II</sub> 4367	1,5	1	4	0,1
N <sub>III</sub> 4379	2	1	5	0,07
He <sub>II</sub> 4686	150	100	540	9

Une partie de ces résultats (A) a été obtenue avec un des photomultiplicateurs de l'Analyseur utilisé sans Fabry-Perot et avec le montage optique de la figure III-8.

Les autres résultats (B) font partie d'observations faites avec le dispositif présenté ci-dessous :

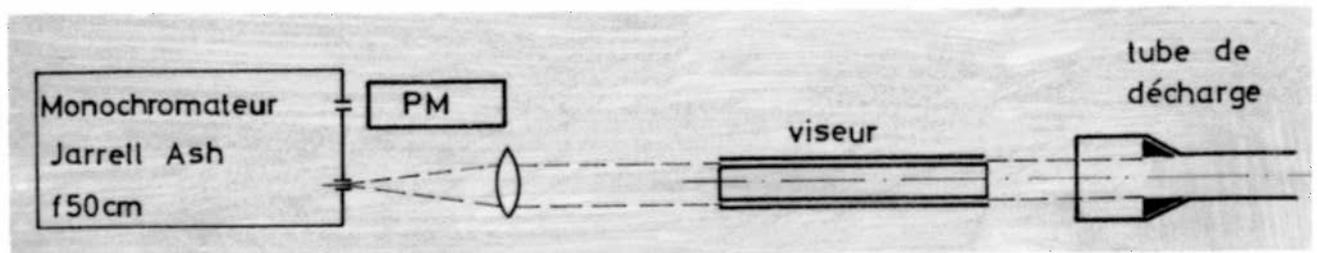


Figure V-3 : Système d'observation de la lumière émise près des parois du tube de décharge.

Le viseur est composé de deux tubes concentriques peints en noir mat et granuleux pour éviter toute réflexion. Le but poursuivi avec ce montage était d'isoler la lumière émise près des parois (visibles sur les photos de la figure V-1) et d'en identifier la nature. Nous avons appelé "bord" la région périphérique observable entre les tubes du viseur. Nous avons également observé le centre en posant deux petits diaphragmes à la place du viseur.

Les chiffres du tableau de la page précédente correspondent aux amplitudes maximum des signaux exprimés dans une échelle arbitraire.

La comparaison des intensités ne vaut que pour les observations faites avec le même dispositif. La variation du coefficient de transmission et de la sensibilité avec la longueur d'onde est très différente d'un cas à l'autre. Toute l'optique de l'Analyseur est en verre, ce qui provoque dès  $4000 \text{ \AA}$  une importante atténuation. Par contre, dans le montage de la figure V-3, la fenêtre du photomultiplicateur, celle du tube de décharge et la lentille sont en quartz, permettant l'observation dans le proche ultraviolet. Les intensités mesurées au centre et au bord avec ce dernier dispositif (B) ont été corrigées en tenant compte des facteurs géométriques. (Surface et angle solide d'émission). Malgré cela, l'écart entre ces intensités reste grand tandis que les mesures faites avec l'Analyseur (A) n'indiquent que peu ou pas de différence entre la région centrale ( $R = 0$ ) et la position la plus excentrée du look-in ( $R = 18 \text{ mm}$ , figure III-9). Ceci signifie que l'intensité maximum ne décroît notablement que très près des parois du tube de décharge.

Quant à l'évolution temporelle, au centre du plasma, le maximum d'intensité a pratiquement lieu au même moment pour toutes les raies (fig. V-2) et il coïncide bien avec l'instant du maximum de luminosité sur la photo (figure V-1 b).

Au bord, les signaux ont des allures différentes suivant le type de raies. Alors que l'hélium neutre disparaît très vite, l'hélium ionisé se maintient de façon presque constante pendant toute la décharge. L'émission des impuretés présente généralement deux maxima. En additionnant ces diverses intensités, on retrouve bien une variation de la lumière totale compatible avec celle de la photo.

## C H A P I T R E VI

### ELARGISSEMENTS PERTURBATEURS

#### 1. Interprétation du profil de la raie He<sub>II</sub> 4686

Pour tirer parti de la mesure du profil de cette raie, nous avons dû considérer 3 mécanismes d'élargissement : Effet Doppler, effet Stark et un effet dû à la réabsorption.

Le problème consiste à séparer ces diverses contributions dont l'importance relative varie au cours de la décharge et selon la région observée. Cette séparation a été effectuée en deux étapes.

1) Une évaluation expérimentale du coefficient d'absorption nous a permis de corriger les profils observés.

2) le profil corrigé est ensuite considéré comme le produit de convolution  $f(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\lambda - \lambda') h(\lambda') d\lambda'$  des deux fonctions d'élargissement de la raie,  $g(\lambda)$  et  $h(\lambda)$ , liées aux effets Doppler et Stark, respectivement.

Les calculs relatifs à ces opérations sont assez sommaires. Une analyse plus poussée ne se justifiait pas : d'une part, nous avons observé de grandes fluctuations dans la mesure du profil de la raie He<sub>II</sub> 4686 ; d'autre part, l'élargissement Doppler était souvent petit comparé aux autres contributions et on ne pouvait espérer le déterminer avec précision.

Nos résultats de température pour l'hélium ionisé ne sont en grande partie que des estimations.

#### 2. Réabsorption

Soit  $k(\lambda)$  le coefficient de réabsorption par unité de longueur. La probabilité de transmission d'un photon à travers un plasma (homogène) d'épaisseur  $L$  vaut  $e^{-k(\lambda)L}$ . La quantité  $\tau(\lambda) = k(\lambda)L$  est appelée épaisseur optique. Si  $\tau \ll 1$ , le plasma est dit optiquement mince et la réabsorption peut être négligée.

Pour une raie spectrale, le coefficient de réabsorption dépend de la densité  $N_{inf}$  des atomes ou ions dans le niveau inférieur de la transition et de la largeur de ce niveau. Dans le cas d'un élargissement Doppler pur, la valeur maximum au centre de la raie est donnée par la formule :

$$k_0 = 10^{-12} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} N_{inf} f \quad (VI-1)$$

en unités CGS.

$f$  : force d'oscillateur de la transition.

Nous avons essayé d'évaluer la valeur de  $k_0$  pour la raie  $He_{II}$  4686 en généralisant cette formule et en prenant pour  $\Delta\lambda$  la largeur réelle. Il y a cependant une sérieuse difficulté pour estimer  $N_{inf}$ . Notre plasma étant fort loin de l'équilibre thermodynamique, il n'est pas question d'utiliser les formules de Saha et Boltzmann. Il est nécessaire, pour calculer les diverses populations, de faire un bilan global des processus élémentaires (ionisation, excitation, recombinaison etc.), car chacun d'eux n'est pas en équilibre avec le processus inverse comme dans le cas de l'équilibre thermodynamique. Le système d'équations différentielles, auquel cela conduit, a été résolu numériquement par certains auteurs. Nous avons utilisé les résultats de Drawin (réf. 20) donnant à l'état stationnaire, en fonction de  $n_e$  et  $T_e$ , les populations des différents états excités de l'hélium ionisé. Le caractère transitoire de notre plasma et la méconnaissance de la température électronique ne nous a permis que de déterminer des valeurs limites de  $N_{inf}$ . Il en résulte des valeurs  $k_0$  telles que l'épaisseur optique  $\tau$  est comprise entre 0.05 et 1. Cette indication n'est pas suffisante pour tirer une conclusion et pour en savoir davantage, nous avons fait l'expérience suivante, illustrée par la figure VI-1 :

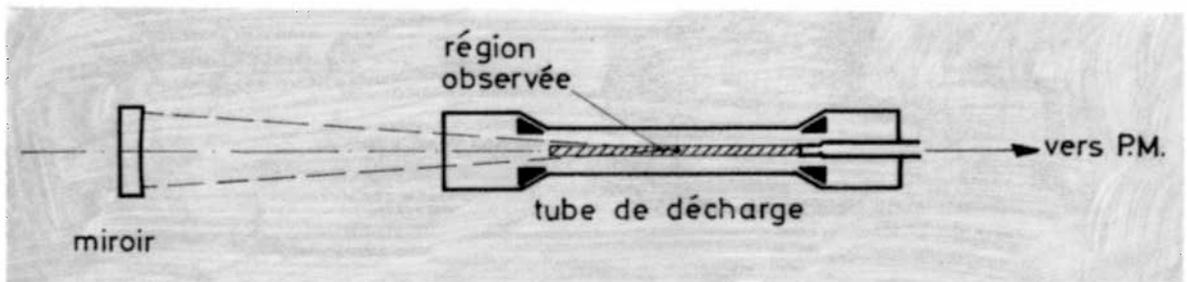


Figure VI-1 : Miroir de renvoi pour la mesure du coefficient de réabsorption.

Un miroir sphérique, placé derrière le plasma sur l'axe de visée et à distance convenable, reconcentre la lumière de la région observée sur elle-même. L'efficacité du système, testée avec une source ponctuelle légèrement excentrée, est de 60 %. L'intensité d'un plasma optiquement mince doit donc s'accroître de 60 % avec le miroir. Toute augmentation inférieure signifie qu'il y a réabsorption. Le faisceau réfléchi retransverse en effet le plasma d'où une plus forte atténuation.

Nous avons comparé systématiquement, pour les diverses pressions et à différents rayons, les intensités avec et sans miroir. Pour toutes les raies de l'oxygène et de l'azote, nous avons mesuré 50 % à 60 % d'augmentation (en moyenne sur plusieurs tirs) ce qui signifie que ces raies ne sont pas réabsorbées.

Pour les raies de l'hélium, particulièrement  $\text{He}_{\text{II}}$  4686, l'augmentation d'intensité est fort variable selon la pression, le moment et l'endroit. Parfois, on ne note pratiquement aucun accroissement de l'intensité avec le miroir, ce qui prouve l'existence d'une forte réabsorption.

Pour évaluer la valeur de l'épaisseur optique  $\tau$  nous faisons le calcul simple suivant : le faisceau réfléchi traverse en moyenne une longueur de plasma trois fois plus grande que le faisceau direct. Leurs intensités sont alors proportionnelles à  $e^{-3\tau}$  et  $e^{-\tau}$ , respectivement. Soit R l'augmentation relative d'intensité avec le miroir (rapportée à 60 %), l'équation  $e^{-3\tau} = R e^{-\tau}$  nous donne directement la valeur de  $\tau$ . Pour  $R = 1$ ,  $\tau = 0$ .

Nous donnons dans l'appendice E quelques détails sur la façon dont nous avons utilisé les résultats de ces mesures, en corrigeant les profils observés, quand cela était possible.

### 3. Séparation des contributions Stark et Doppler

Le profil des raies spectrales élargies par effet Stark n'est pas décrit par une loi simple comme pour l'effet Doppler d'agitation thermique (gaussienne). Il n'est en général pas possible d'en donner une expression analytique. L'étude de ce phénomène est encore loin d'être achevée et de nombreux travaux théoriques et expérimentaux sont encore publiés actuellement.

Pour les raies de l'hydrogène et de l'hélium, Griem (réf. 1) donne des profils tabulés en fonction de la densité et de la température électronique. Le profil n'est toutefois que très peu sensible à ce dernier paramètre de telle sorte qu'une valeur approximative est bien suffisante.

Connaissant la densité de notre plasma en fonction du temps et du lieu grâce à des mesures interférométriques (réf. 3), nous avons pu associer à chaque instant de mesure un certain élargissement Stark à la raie He<sub>II</sub> 4686. Nous avons fait le produit de convolution du profil correspondant et d'une gaussienne de la même façon qu'avec le profil instrumental (chap. IV §1). 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) :

$$\begin{aligned}
 H_j = R G_j + \alpha (G_{j+1} + G_{j-1}) + \beta (G_{j+2} + G_{j-2}) \\
 + \gamma (G_{j+3} + G_{j-3}) + \delta (G_{j+4} + G_{j-4})
 \end{aligned}
 \tag{VI-2}$$

$H_j$  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).

Ce procédé permet de tenir compte de l'élargissement Stark dans son ensemble et est rigoureux si l'on prend assez de points pour définir le profil Stark. Nous admettons que ce fut le cas pour les faibles densités (jusqu'à  $n_e = 3 \times 10^{15} \text{ cm.}^{-3}$ ). Pour les densités plus élevées, on ne tient pas assez compte des ailes du profil Stark et les températures trouvées sont surestimées. Nous n'avons pas développé notre programme d'ajustement pour corriger ce défaut, car, lorsque la largeur Stark est proche de la largeur totale, ce qui était souvent le cas à haute densité, divers ennuis se manifestaient lors de l'exécution du programme de calcul sur l'ordinateur. Il s'agit d'un effet des irrégularités des profils expérimentaux contre lequel il n'y a aucun remède.

Les résultats obtenus avec cette méthode nous ont permis d'en appliquer une autre, plus simple, pour séparer les effets Stark et Doppler et qui ne fait intervenir que les largeurs à mi-hauteur.

Soit  $\Delta\lambda_{\text{T}}$  la largeur totale de la raie,  $\Delta\lambda_{\text{S}}$  la largeur correspondant à l'effet Stark seul et  $\Delta\lambda_{\text{D}}$  celle correspondant à l'effet Doppler.

Nous avons admis que :

$$\Delta\lambda_{\text{T}} = \Delta\lambda_{\text{S}} + \Delta\lambda_{\text{D}} \quad (\text{VI-3})$$

comme pour le produit de convolution de deux fonctions de Lorentz. Cette relation n'est probablement applicable que pour notre domaine de densité et de température.

$\Delta\lambda_{\text{S}}$  est connu et  $\Delta\lambda_{\text{T}}$  est déterminé par ajustement du profil mesuré avec une gaussienne pure, ce qui est beaucoup plus rapide. Comme le profil expérimental n'est pas une gaussienne, on peut se demander quelle erreur on commet sur l'évaluation de  $\Delta\lambda_{\text{T}}$ . Nous avons alors fait le test suivant : nous avons écrit un autre programme d'ajustement de nos profils avec une fonction de Lorentz et comparé les résultats de largeur pour une centaine de cas. L'écart est de 10 % au maximum, montant que la largeur trouvée dépend peu de la forme du profil théorique utilisé dans l'ajustement.

En associant à chaque largeur une température fictive conformément à la relation (IV-2), on peut écrire :

$$T_{\text{T}} = T_{\text{S}} + T_{\text{D}} + 2 \sqrt{T_{\text{S}} T_{\text{D}}} \quad (\text{VI-4})$$

La température vraie (Doppler) vaut alors :

$$T_{\text{D}} = T_{\text{T}} - (T_{\text{S}} + 2 \sqrt{T_{\text{S}} T_{\text{D}}}) = T_{\text{T}} - \Delta T \quad (\text{VI-5})$$

La correction  $\Delta T$  peut être considérée comme fonction de la densité (par  $T_{\text{S}}$ ) et de la largeur totale (par  $T_{\text{T}}$ ). Les relations (VI-4) et (VI-5) donnent en effet :

$$\Delta T = T_{\text{S}} + 2 \sqrt{T_{\text{S}} (T_{\text{T}} - \Delta T)} \quad (\text{VI-6})$$

Nous avons tracé sur la figure VI-2 les courbes de  $\Delta T$  fonction de la densité pour quelques températures totales  $T_T$  (ou d'ajustement du profil).  $\Delta T$  vaut au minimum  $T_S$ , d'où la zone interdite à droite :

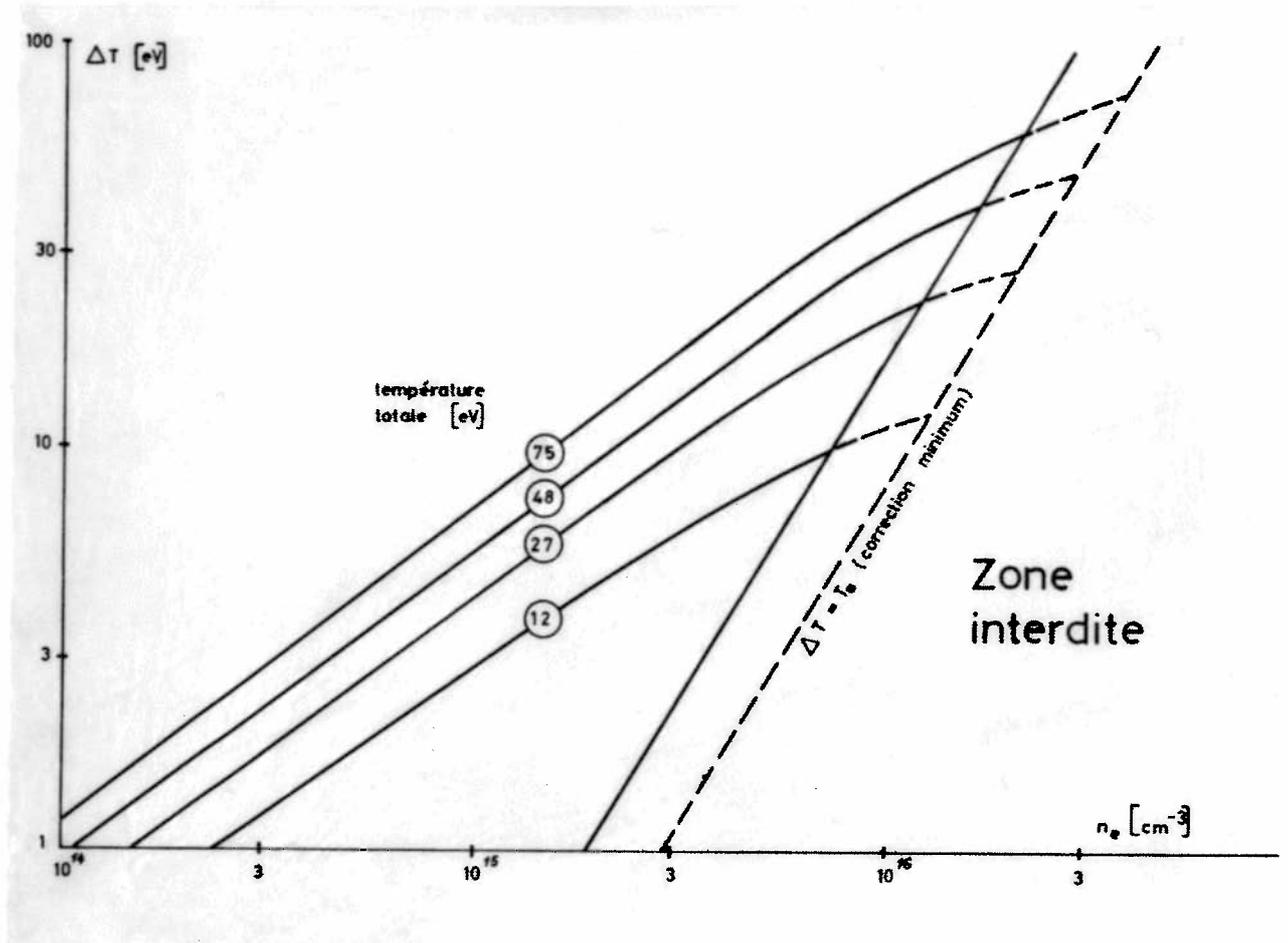


Figure VI-2 : Correction de l'effet Stark.

$T_S$  est la température fictive correspondant à la largeur Stark. Si  $T_T$  est trop voisine de  $T_S$ , cela signifie que la température vraie  $T_D$  est très faible ; étant donné nos approximations, il serait utopique de vouloir l'estimer. Nous avons donc établi une frontière qui élargit la zone interdite en nous limitant à l'évaluation des températures telles que  $T_T \geq 2 T_S$ .

En comparant, pour un certain nombre de profils, les températures déterminées par le procédé tenant compte de tout le profil Stark (première méthode de correction) à celles que donne la seconde méthode, on constate que  $\Delta T$  varie bien de la façon indiquée par la figure VI-2. La correction semble toutefois surestimée, surtout pour les hautes températures où le désaccord est de l'ordre de 30 % pour  $\Delta T$ .

Nos mesures de profils ont cependant été analysées systématiquement selon ce procédé. Il a permis de ne corriger que les valeurs moyennes de  $T_T$ , résultats de plusieurs tirs dans des conditions identiques, ce qui est beaucoup plus rapide.

## C H A P I T R E VII

### RESULTATS

#### 1. Présentation générale

Les résultats concernent principalement le plasma formé et confiné lors de la décharge haute fréquence à champ magnétique tournant, mais également celui produit par la préionisation. L'intérêt de cette prédécharge 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.

Parmi les raies spectrales mesurées, on distingue deux groupes principaux :

- 1) Les raies des impuretés (azote et oxygène) ionisées une ou deux fois dont la mesure du profil nous a fourni directement des températures selon la méthode d'analyse et de dépouillement décrite au chapitre IV.

Etant donné le peu de lumière disponible, nous avons toujours utilisé pour les mesures de ces raies le montage optique de la figure III-10, sans résolution radiale. Quant à la résolution en profondeur que permettait ce système, nous l'avons utilisée systématiquement ; mais les résultats y sont en moyenne insensibles, de telle sorte que nous ne faisons pas de distinction entre les résultats obtenus en observant les diverses régions du plasma.

- 2) La raie  $\text{He}_{\text{II}}$  4686 de l'hélium ionisé dont l'interprétation du profil a été passablement compliquée par les contributions parasites à l'élargissement et que nous avons examinées au chapitre précédent (effet Stark, réabsorption).

La résolution radiale des mesures a été possible grâce à la forte intensité de cette raie et nécessaire par le fait que nous devons connaître la densité avec une bonne précision pour la correction Stark. Les mesures de densité (réf. 3 et 21) ont été faites avec un interféromètre de Mach-Zehnder à faisceau laser (He - Ne). Cet appareil enregistre la variation de l'indice de réfraction du plasma le long d'une ligne parallèle au tube et située à une distance variable de l'axe. Cette mesure fournit la densité électronique moyenne le long de cette ligne. La résolution spatiale en

fonction du rayon n'est limitée, par contre, que par le diamètre du faisceau laser (2 mm). Nous avons essayé de nous rapprocher au mieux de ce type de résolution spatiale en utilisant le système optique illustré par la figure III-8. En l'absence d'absorption, on observe effectivement toute la longueur du plasma. L'extension radiale des zones observées est représentée sur la figure III-9. Cette résolution est assez grossière, mais nous ne pouvions l'améliorer sans diminuer défavorablement l'intensité de la lumière reçue.

## 2. Températures des impuretés dans la préionisation

Les mesures ont été faites systématiquement avec trois pressions de remplissage d'hélium : 20, 60 et 180 mtorr. La figure VII-1 résume les résultats obtenus dans le plasma de la prédécharge.

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.

L'azote ionisé deux fois a une température approximativement double à 20 et 60 mtorr. A 180 mtorr, l'intensité de la raie  $N_{III}$  4379 était trop faible pour permettre une mesure de la température des ions  $N^{++}$ .

Cet écart de température qu'on a toujours constaté entre les ions  $N^+$  et  $N^{++}$  est commenté plus loin avec d'autres résultats.

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 (réf.22 et 23). 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 III-8, 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.

Sur la figure VII-1, 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).

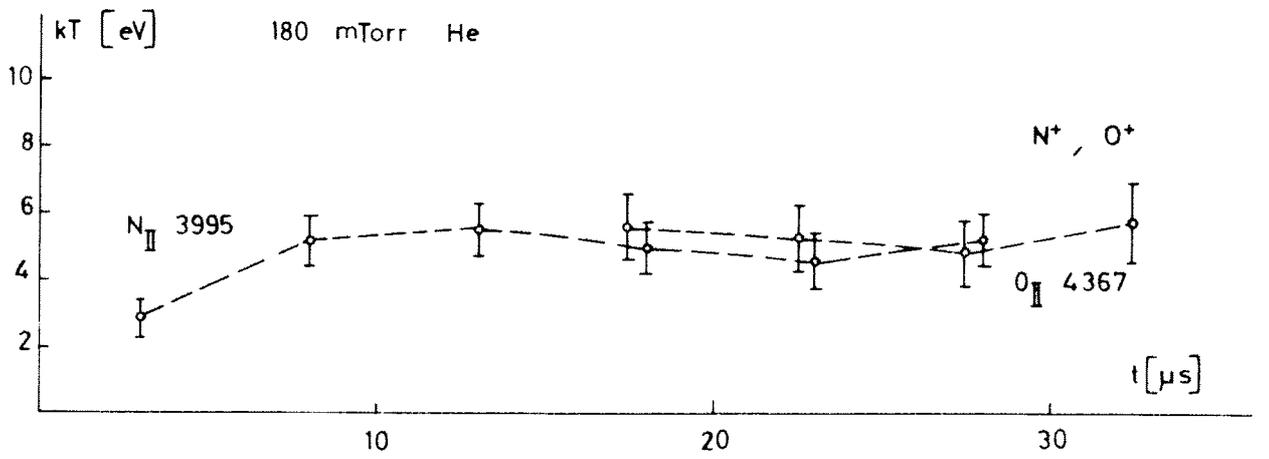
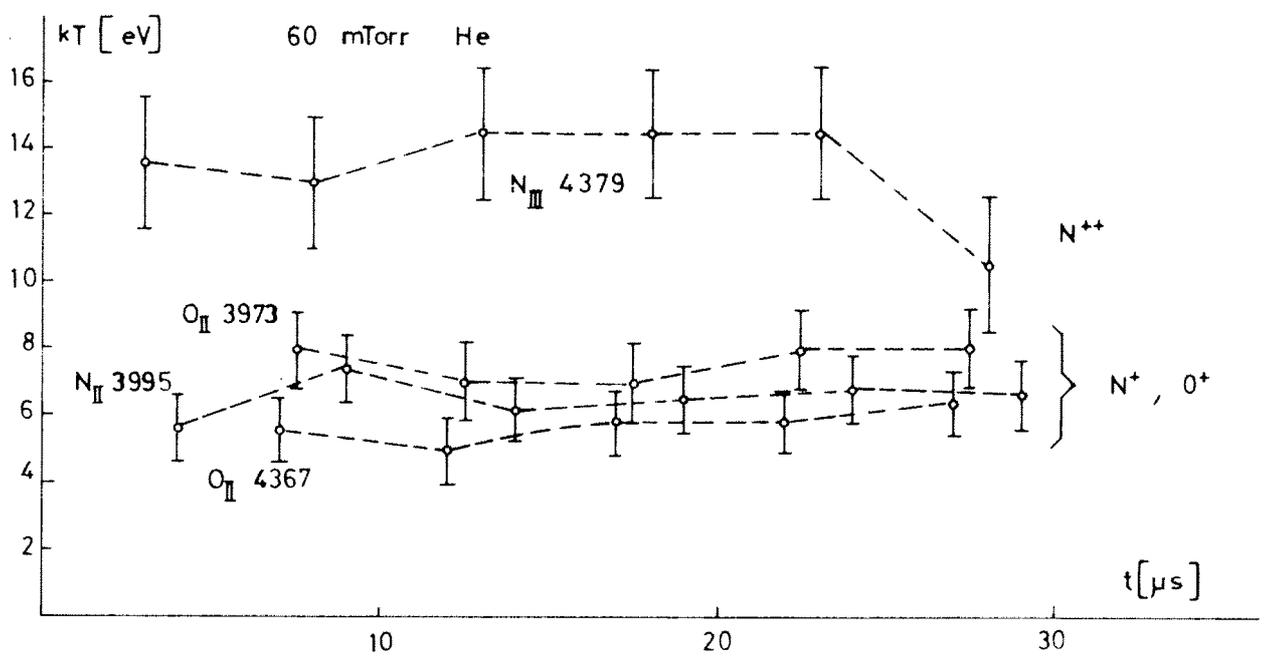
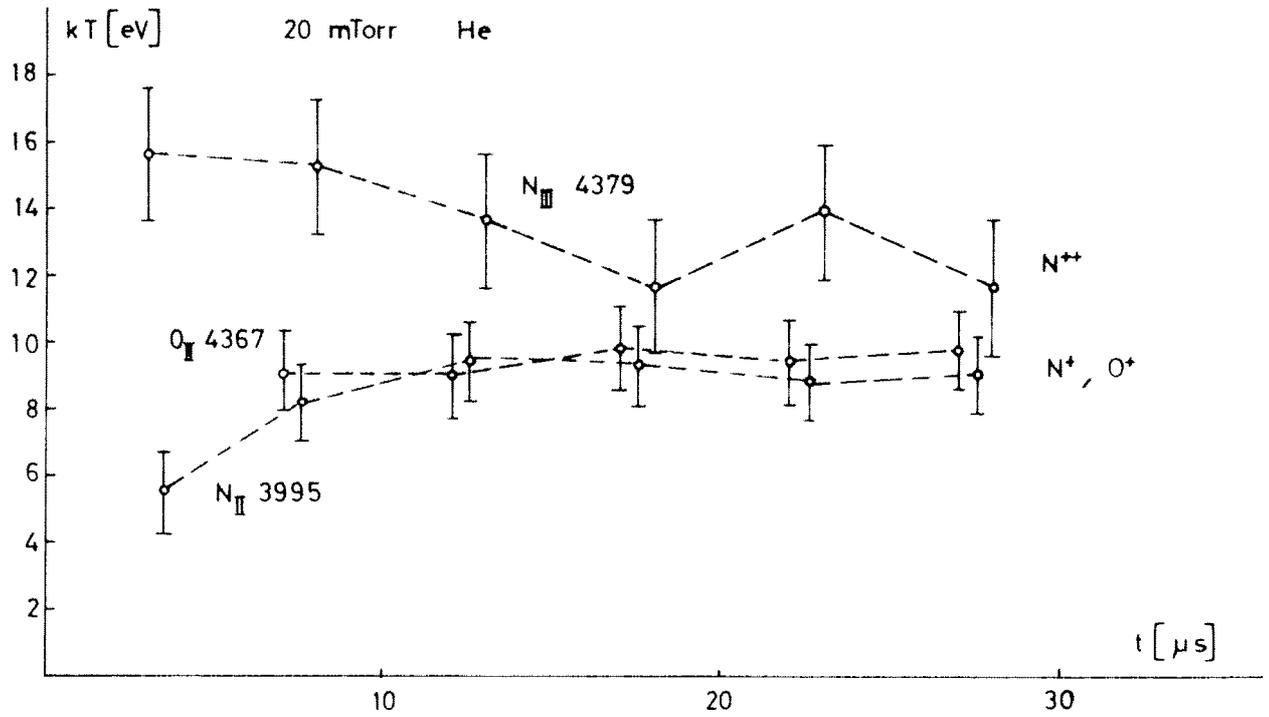


Figure VII-1 : Températures des impuretés dans la préionisation.

En général, ces écarts-types correspondent bien à la dispersion expérimentale des résultats, ce qui est illustré par la figure VII-2, où, pour deux conditions différentes nous avons superposé les résultats particuliers et la moyenne avec les barres d'erreurs calculées.

La signification de cette concordance est que le plasma de la préionisation 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.

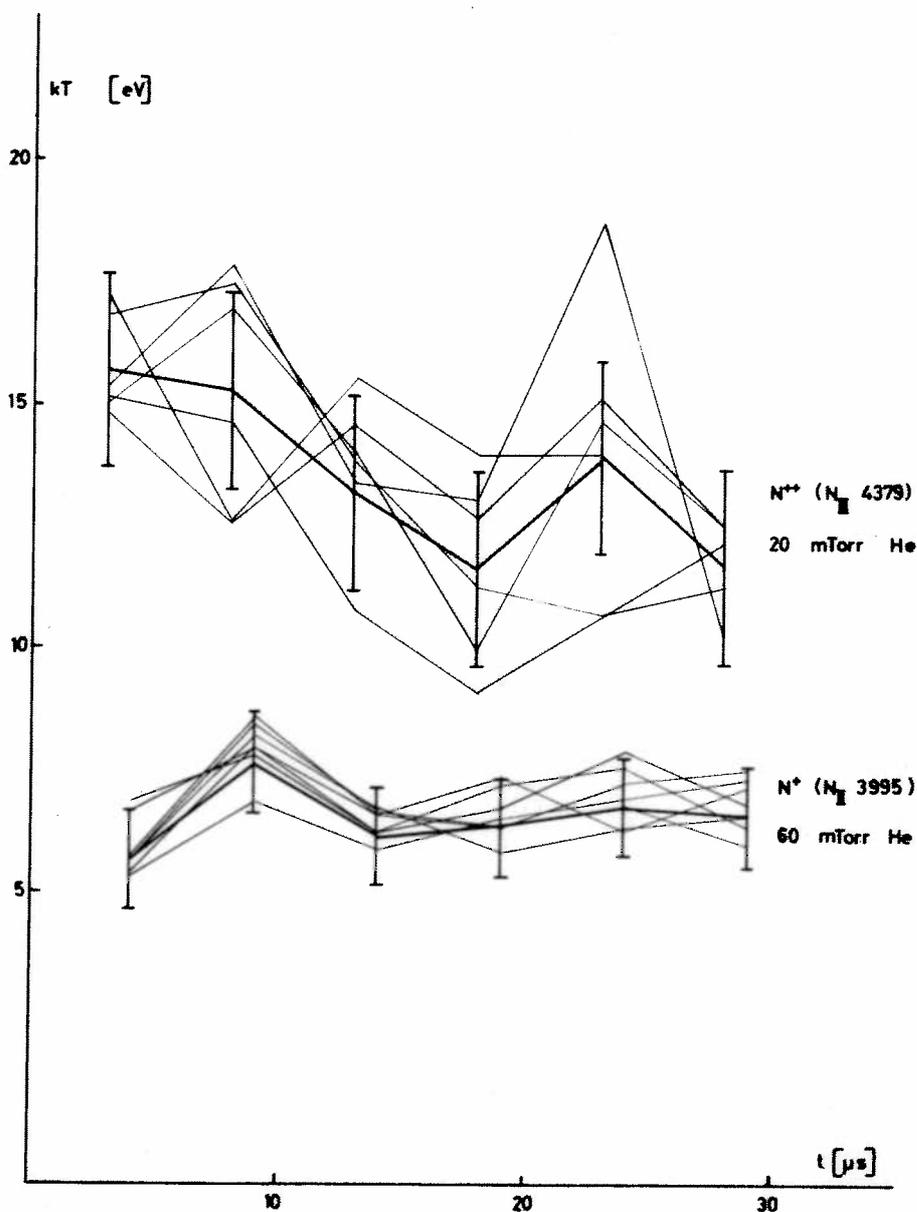


Figure VII-2 : Fluctuations des résultats d'un tir à l'autre et barres d'erreurs calculées.

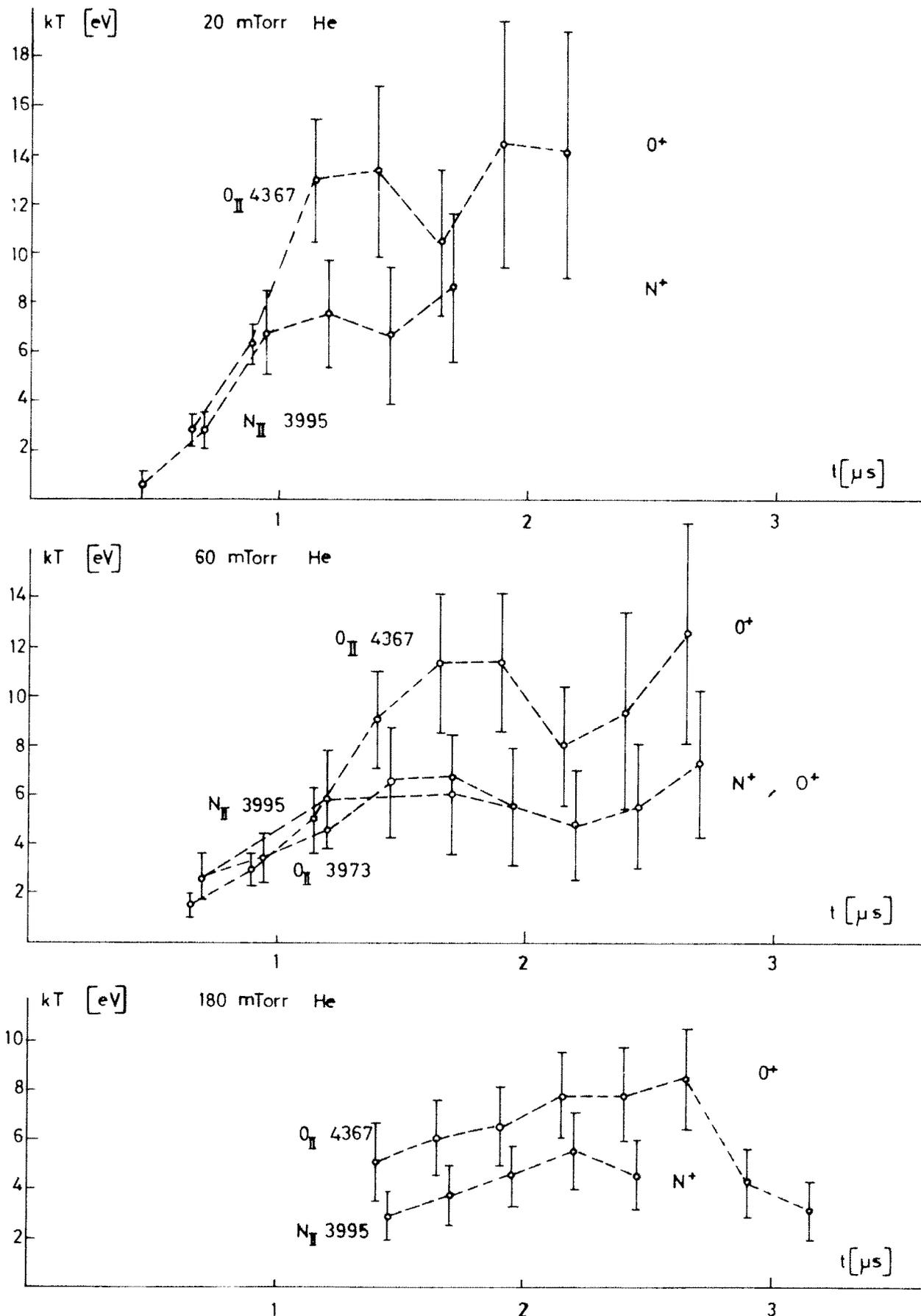


Figure VII-3 : Températures des ions O<sup>+</sup> et N<sup>+</sup> dans la décharge principale.

### 3. Températures des ions $O^+$ et $N^+$ dans la décharge principale

Les résultats sont donnés dans la figure VII-3 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 (réf. 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 selon la formule (VI-1) et la raie  $O_{II}$  4367 a une force d'oscillateur trois fois plus petite environ que la raie  $O_{II}$  3973 (réf. 1). L'intensité est également plus faible, dans le même rapport, ce que l'on a bien mesuré (tableau p. 41, mesures B). 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 (réf. 24), 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 surprenant. Quoi qu'il en soit, aucun mécanisme "rétrécissant" les raies ne pouvant être invoqué, c'est bien les résultats de la raie  $O_{II}$  4367 trop large qui sont le plus suspect.

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 aux photos de la figure V-1. Les intensités des raies de  $N^+$  et  $O^+$  mesurées

à différents rayons (figure V-2) présentent un maximum coïncidant avec celui de la brillance sur la photo. Ainsi, la température mesurée à un instant donné est principalement celle du tube ou du noyau de plasma qu'indique la photo.

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.

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 (réf. 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.

Comme pour la préionisation, chaque courbe (figure VII-3) est la moyenne des résultats de 5 tirs au moins. Les barres d'erreurs sont celles données par le Monte-Carlo et qui correspondent bien également à la dispersion des résultats expérimentaux (pour chaque raie séparément). Là encore, nous pouvons dire que nous avons affaire à une source reproductible. La distribution maxwellienne des vitesses semble également vérifiée par la similitude des profils expérimentaux et ceux du programme de Monte-Carlo.

4. Température des ions  $N^{++}$  dans la décharge principale

$N_{III}$  4379 est la seule raie du spectre de notre plasma qui convenait à la mesure de température d'un élément doublement ionisé (voir chapitre IV, § 2). L'intensité de cette raie était même trop faible pour une mesure dans les conditions habituelles, c'est-à-dire en prenant soin d'éliminer au maximum les impuretés (chapitre II, § 2). Il a été nécessaire d'ajouter un peu d'azote dans le tube de décharge, sa pression partielle représentant 2 % environ celle de l'hélium.

Les résultats obtenus avec cette raie sont assez irréguliers. D'une part, les différences d'un tir à l'autre dépassent souvent largement les écarts-types calculés (Monte-Carlo) et d'autre part, les profils sont plus accidentés que ceux de la simulation.

A 20 mtorr, les résultats sont si dispersés et les profils si mal définis que nous avons dû les écarter. La figure VII-4 montre ceux obtenus à 60 et 180 mtorr. On remarque que les fluctuations deviennent importantes, surtout vers la fin de la décharge, et c'est aussi à ce moment que le profil de la raie devient particulièrement tourmenté.

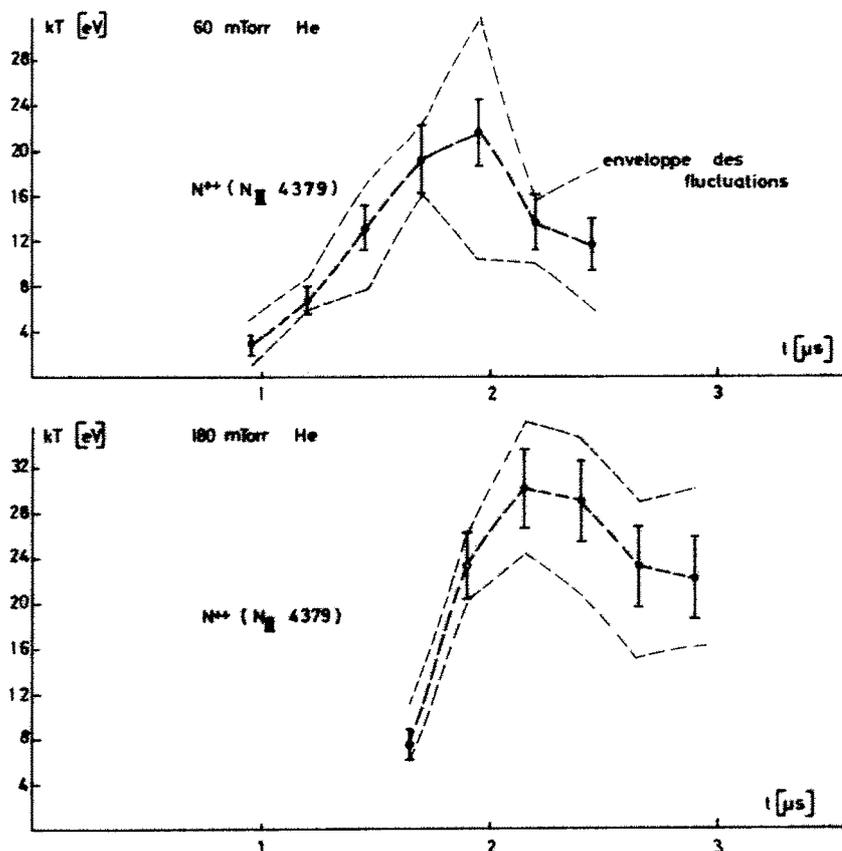


Figure VII-4 : Température des ions  $N^{++}$

Comme dans la préionisation, la température de l'azote ionisé deux fois est bien supérieure à celle des éléments ionisés une seule fois. D'un autre côté, nous avons trouvé généralement des températures d'autant plus élevées que la pression de remplissage était faible. La température de l'azote ionisé deux fois semble faire exception. Dans la préionisation (figure VII-1), nous avons sensiblement les mêmes résultats à 20 et 60 mtorr (aucune observation à 180 mtorr par manque d'intensité). Dans la décharge principale (figure VII-4), la température à 180 mtorr est supérieure à celle trouvée à 60 mtorr. Ce comportement "anormal" de  $N^{++}$  suggère l'hypothèse qu'il ne s'agit pas d'un écart réel de température, mais bien plutôt que la raie de mesure ( $N_{III} 4379$ ) est élargie de façon appréciable par effet Stark. La presque totalité des travaux théoriques et expérimentaux sur l'élargissement Stark portent sur les raies d'éléments neutres ou simplement ionisés. D'après les meilleures indications que nous avons (réf. 1 et 25) et que nous avons utilisées (tableau p.30), l'élargissement Stark des raies de  $N^+$  et  $O^+$  est négligeable comparé à l'élargissement Doppler dans notre gamme de densités et de températures. Il est possible que ce ne soit pas vrai pour la raie  $N_{III} 4379$ . Parmi les raies de  $N^{++}$ , celle-ci est effectivement l'une des plus élargies par effet Stark (réf. 26), mais nous n'avons aucun renseignement permettant d'évaluer cet effet. Un élargissement Stark parasite de cette raie pourrait donc expliquer à la fois l'écart des températures de  $N^{++}$  et  $N^+$  et le fait que la température de  $N^{++}$  ne dépend pas de la pression de remplissage comme celle des éléments ionisés une fois.

Dans la préionisation, la densité ne dépasse guère  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et la surestimation de température de  $N^{++}$  pourrait être assez faible. L'égalité des résultats moyens aux deux pressions pourrait être un effet secondaire de cet élargissement Stark, un peu plus fort à 60 mtorr qu'à 20 mtorr (figure VII-1).

Par contre, dans la décharge principale, les densités sont beaucoup plus élevées ( $n > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). La surestimation de  $T(N^{++})$  pourrait être grande. L'écart entre  $T(N^+)$  et  $T(N^{++})$  est effectivement plus important. De plus, un tel effet dû à l'élargissement Stark est d'autant plus sensible à une variation de densité que celle-ci est élevée. Le maximum de la température de  $N^{++}$ , plus élevé à 180 mtorr qu'à 60 mtorr, renforce cette hypothèse.

Nous avons essayé de faire une estimation de cet effet Stark à l'aide de la formule (I-9). En admettant, comme au chapitre précédent, la loi de composition des largeurs  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_S + \Delta\lambda_D$  (largeur totale = largeur Stark + largeur Doppler), nous avons une série d'équations du type :

$$C N_j^\alpha + \Delta\lambda_{Dj} = \Delta\lambda_j \quad (\text{VII-1})$$

Nous avons autant d'équations (j) que de points de mesure de  $N^{++}$  dans les différentes conditions.

Nous connaissons  $\Delta\lambda_j$ , les largeurs effectivement mesurées et  $N_j$ , les densités correspondantes. Les  $\Delta\lambda_{Dj}$  sont inconnus ainsi que  $\alpha$  et C. En fixant la valeur de  $\alpha$  nous avons encore une inconnue de plus que d'équations et le système a plusieurs solutions. En imposant alors que tous les  $\Delta\lambda_{Dj}$  soient au moins égaux à ceux mesurés pour  $N^+$  (température des ions  $N^{++}$  au moins égale à celle de  $N^+$ ), nous avons trouvé une valeur maximum pour C. Une valeur minimum a été trouvée en cherchant à rétablir l'influence de la pression de remplissage (température variant en sens inverse de la pression). Ces valeurs limites de C nous ont permis de calculer dans chaque cas de mesure et pour les deux valeurs de  $\alpha$  (1 et 2/3) de la formule (I-9) les températures extrêmes possibles pour les ions  $N^{++}$ .

Ces résultats ont montré la possibilité d'un effet Stark important, mais ont prouvé également qu'il ne peut pas être rendu responsable de tout l'écart qu'il y a entre les températures des ions  $N^{++}$  et  $N^+$ , en particulier dans la préionisation.

L'écart résiduel 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 charge des ions. On peut définir un temps d'équipartition de l'énergie entre électrons et ions et qui vaut :

$$\tau_{e-i} = 4.10^{13} \frac{M_i (kT_e)^{3/2}}{n_e Z^2} \quad [\mu s] \quad (\text{VII-2})$$

$M_i$  étant exprimé en unité de masse atomique,  $kT_e$  en eV et  $n_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ .

Ce temps d'équipartition est donc 4 fois plus court pour  $N^{++}$  que pour  $N^+$ . Les ions doublement chargés sont donc chauffés plus rapidement, mais si la décharge ne dure pas assez longtemps pour atteindre un état stationnaire, ce qui est le cas dans notre expérience, la différence des températures n'a pas le temps de se combler et les ions  $N^{++}$  atteignent une température supérieure à celle des ions  $N^+$ .

### 5. Température de l'hélium ionisé une fois

Ainsi que nous l'avons expliqué au chapitre VI, en raison des importantes corrections qu'il a fallu faire aux mesures de largeur de la raie  $He_{II}$  4686, les températures de l'hélium ionisé que nous indiquons ne sont souvent que des estimations.

#### 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. L'intérêt de cette prédécharge étant secondaire, nous avons limité nos mesures à quelques positions d'observation repérées par le rayon R (fig. III-9) et pour deux pressions de remplissage seulement (20 et 60 mtorr d'hélium). Les résultats sont indiqués dans le tableau ci-dessous. 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 (figure VII-1).

#### Température des ions $He^+$ dans la préionisation

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

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 est possible de l'expliquer par l'argument du temps d'équipartition de l'énergie avec les électrons que nous avons déjà utilisé au paragraphe précédent. Ici, c'est le rapport des masses qui intervient. D'après la formule (VII-2) et en supposant  $kT_e = 30$  eV et pour une densité de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  les temps d'équipartition valent 25  $\mu\text{s}$  et 100  $\mu\text{s}$  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

Les mesures faites dans la décharge principale ont été plus difficiles à exploiter. Les résultats sont moins précis et également moins complets bien que l'exploration ait été systématique pour les trois pressions habituelles. La raison en est que pour certaines régions et à certains moments, l'effet Stark et/ou la réabsorption étaient beaucoup trop importants pour essayer d'évaluer la contribution Doppler à l'élargissement. C'est davantage un ensemble de points de mesure que des courbes continues que nous pouvons donner. Ces résultats sont présentés dans la figure VII-5 sous la forme de "profils" de température, à différents instants, auxquels nous avons superposé la répartition de densité en fonction du rayon d'après (réf. 3).

Les barres d'erreurs sont dues en partie à l'imprécision de la correction Stark, mais surtout à la méconnaissance précise de la réabsorption et de la façon d'en tenir compte. Certains points manquent, bien que la largeur de la raie ait été mesurée (fort effet Stark + forte réabsorption). Aucun résultat, même approximatif, ne peut être avancé. Dans certains cas notre estimation n'indique que la valeur maximum possible de la température.

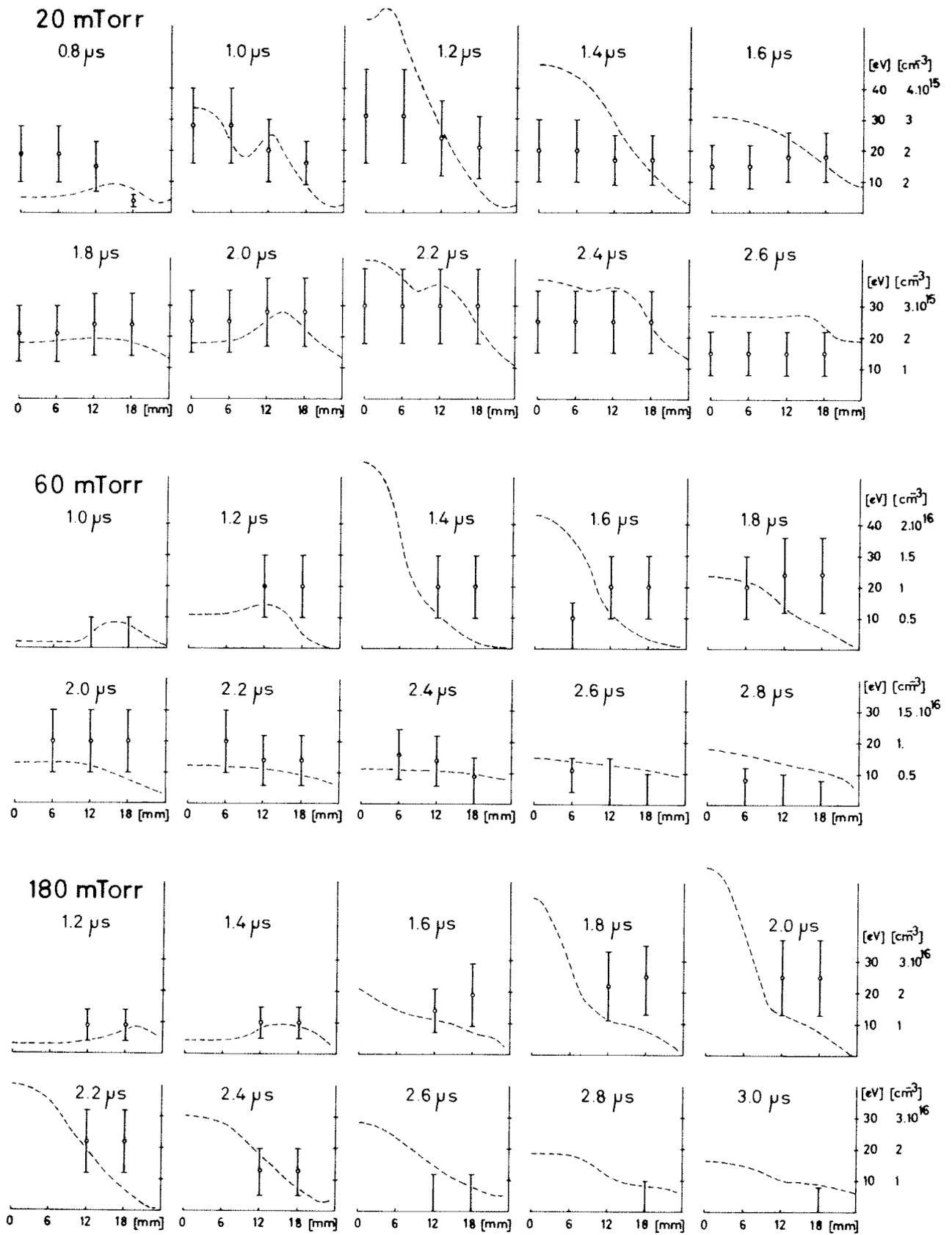


Figure VII-5 : Profils de la température des ions He<sup>+</sup> et de la densité électronique (en traits interrompus).

L'insuffisance de ces résultats ne nous permet guère de reconstituer l'histoire du chauffage de ces ions d'hélium au cours de la décharge, sauf peut-être dans le cas 20 mtorr qui est le plus complet. Nous observons comme pour les ions  $O^+$  et  $N^+$  (figure VII-3) 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 (réf. 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. Etant donné les deux degrés d'ionisation possibles de l'hélium, la connaissance de la densité électronique ne suffit pas à calculer les populations de  $He^+$  et  $He^{++}$ , mais dans le domaine de température qui nous intéresse, cela n'a pas grande importance. Nous supposons que les 3 sortes de particules  $e^-$ ,  $He^+$  et  $He^{++}$  ont la même température  $T$ .

La quantité  $E_{\text{plasma}} = E_{\text{ionisation}} + E_{\text{thermique}}$  est en effet peu différente, que le plasma soit ionisé une ou deux fois, pour une même densité électronique. Par unité de volume, nous avons :

a) Hélium ionisé une fois

$$\left. \begin{array}{l} E_{\text{th.}} = \frac{3}{2} kT \times 2 n_e \\ E_{\text{ion.}} = 24,5 \text{ eV} \times n_e \end{array} \right\} E_{\text{pl.}} = (3 kT + 24,5 \text{ eV}) n_e \quad (\text{VII-3})$$

b) Hélium ionisé deux fois

$$\left. \begin{array}{l} E_{\text{th.}} = \frac{3}{2} kT \times \frac{3}{2} n_e \\ E_{\text{ion.}} = (24,5 \text{ eV} + 54,1 \text{ eV}) \frac{1}{2} n_e \end{array} \right\} E_{\text{pl.}} = \left(\frac{9}{4} kT + 39,3 \text{ eV}\right) n_e \quad (\text{VII-4})$$

Ainsi qu'on le voit sur la figure VII-6, l'énergie du plasma est assez peu différente dans l'un et l'autre cas, surtout au voisinage de  $kT = 20$  eV.

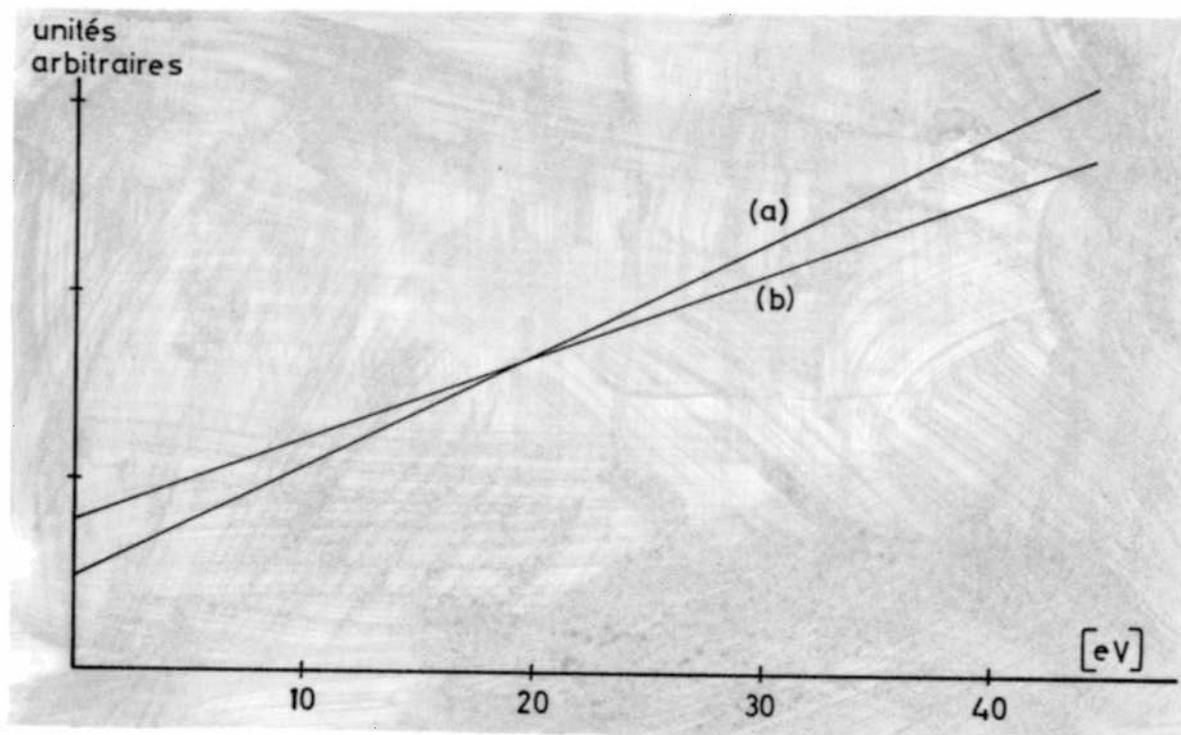


Figure VII-6 : Energie thermique + énergie d'ionisation  
(a) hélium ionisé une fois (b) hélium ionisé deux fois

Nous avons calculé l'énergie totale contenue par le plasma dans tout le tube en intégrant la deuxième relation (VII-4). On fait une légère surestimation en dessous de 20 eV, mais en dessus, on peut raisonnablement penser que tout l'hélium est ionisé deux fois. Ce calcul suppose donc qu'électrons et ions ont la même température. Les valeurs de  $T$  sont interpolées linéairement entre les points de mesure ; du rayon  $R = 18$  mm jusqu'à la paroi, nous avons conservé la même valeur.

La figure VII-7 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  $E_{\text{plasma}}$  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.

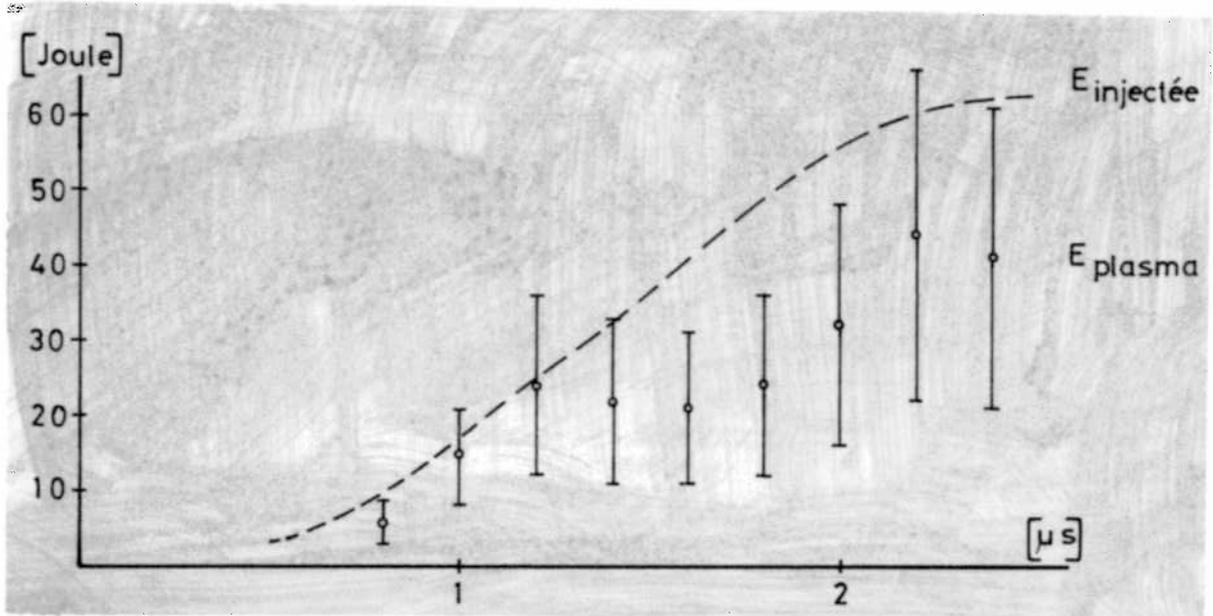


Figure VII-7 : Comparaison de l'énergie observée dans le plasma et de l'énergie injectée (cas 20 mtorr).

Il est possible également que les températures des électrons et des ions doublement ionisés,  $He^{++}$ , 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.

Pour les deux autres cas (60 et 180 mtorr de pression de remplissage), nous n'avons pas assez de résultats pour faire cette comparaison valablement.

## 6. Température de l'hélium neutre

Nous avons essayé de mesurer la température de l'hélium neutre avec la raie  $\text{He}_I$  3889. C'est la seule raie atomique suffisamment isolée dans le spectre et relativement peu élargie par effet Stark. En fait, la température de l'hélium non ionisé étant très faible, la contribution Stark à l'élargissement est prépondérante, de sorte que nos résultats sont très approximatifs. En plus de cela, l'intensité de cette raie étant généralement très faible (le plasma est pratiquement complètement ionisé), la mesure elle-même est peu précise. Cette mesure a cependant indiqué que la température des atomes d'hélium ne dépasse jamais 2 eV pour les différentes pressions de remplissage, aussi bien dans la préionisation que dans la décharge principale.

Il est possible toutefois qu'une partie de ces atomes neutres ait une énergie moyenne bien supérieure, acquise par le processus d'échange de charge avec les ions  $\text{He}^+$ . La distribution spectrale de la raie émise par cette population est alors très étalée et se confond avec le rayonnement continu lorsque le réglage du Fabry-Perot est réalisé pour mesurer des raies étroites. Il semble bien que nous ayons observé parfois un tel phénomène et vu la raie "s'évanouir" en un spectre "plat" alors qu'elle est bien visible sur les spectres (intégrés). L'intensité étant tellement faible, nous n'avons pas approfondi davantage les questions concernant ce résidu d'hélium neutre et qui ne présente d'ailleurs pas grand intérêt pour la connaissance du plasma dans l'optique de notre expérience.

## 7. Déplacements des raies spectrales et mouvements dirigés du plasma

A part le phénomène d'élargissement, les raies spectrales peuvent subir un déplacement (shift), soit par effet Doppler dirigé dû à un mouvement global du plasma, soit par effet Stark.

Pour repérer avec notre instrument de tels déplacements, il faut connaître la position de la raie non perturbée. Or, celle-ci n'est pas connue, car à l'instant où apparaît la raie observée, la décharge est déjà amorcée et on ne connaît pas l'état de mouvement éventuel du plasma

à ce moment-là, ni l'effet Stark déjà subi. De même, l'extinction de la raie a lieu généralement avant la fin de la décharge ou en tous cas bien avant la disparition du plasma.

Ce que nous pouvons observer, par contre, ce sont les variations de ce déplacement pendant l'émission. Notre méthode d'ajustement d'un profil théorique aux points expérimentaux de mesure donne en effet, outre la largeur de la raie spectrale, la position de son centre dans l'échelle des canaux, c'est-à-dire sa longueur d'onde centrale à une constante près. L'étude statistique des profils créés par le programme de Monte-Carlo nous a permis d'estimer l'écart-type de cette mesure de position du centre de la raie (figure IV-4). N'ont été considérées comme significatives que les variations supérieures à ces écarts-types. Ces variations correspondent donc à des variations de vitesses ou à des variations de déplacement Stark. On peut admettre cependant que ce dernier, qui est approximativement proportionnel à la densité, est pratiquement nul quand commence l'émission de la raie. Quant à la vitesse à ce moment-là, nous supposons qu'elle est nulle. Il est alors possible d'interpréter les écarts de position de la raie observée au cours d'un tir non plus en terme de variations, mais de vitesse du plasma et de déplacement Stark. Ces derniers ont pu être évalués à l'aide de plusieurs publications (réf. 1 + 27 + 28). Déductions faites de ces déplacements, les écarts restants, en général aléatoires, correspondent à des vitesses longitudinales (l'observation est axiale) de l'ordre du mm/ $\mu$ s, exceptionnellement 3-4 mm/ $\mu$ s pour l'hélium ionisé. Comparées aux vitesses thermiques moyennes qui sont de l'ordre de quelques cm. par  $\mu$ s, ces vitesses sont très faibles.

Ce qui aurait pu échapper encore à cette inspection, c'est un mouvement de fuite du plasma par les extrémités du tube central en direction des volumes morts. Un tel mouvement est nécessairement symétrique et n'occasionne aucun déplacement de raie si le plasma est observé avec une profondeur de champ suffisante ou si la mise au point est faite sur le plan médian du tube. Par contre, ce mouvement de fuite pourrait provoquer un élargissement supplémentaire faussant la mesure de température. En fait, certaines de nos mesures (raies d'impuretés) faites avec un montage permettant la mise au point à des profondeurs diverses (figure III-10) n'ont révélé aucun mouvement de ce genre, d'amplitude appréciable.

Pour l'hélium, plus léger, on pouvait se demander s'il en était de même. A titre de contrôle, nous avons introduit dans le tube de décharge un obturateur (figure VII-8) constitué par un petit disque de céramique opaque monté sur une tige de verre.

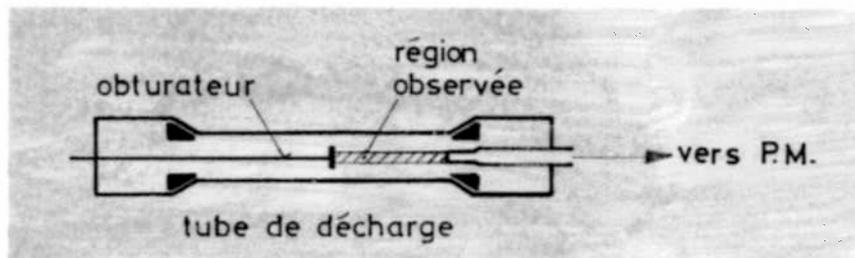


Figure VII-8 : Montage avec obturateur permettant de masquer la moitié de la région observée.

Cet obturateur étant monté sur un support mobile, il était possible de l'escamoter rapidement pour permettre la comparaison des mesures dans les mêmes conditions. Nous avons choisi celles pour lesquelles le plasma est le plus transparent au rayonnement de la raie  $\text{He}_{\text{II}} 4686$  et à part la différence d'intensité, nous n'avons observé aucun changement significatif, ni dans la position de la raie, ni dans sa largeur. Il n'y a donc pas de mouvement appréciable de fuite du plasma par les bouts.

## C O N C L U S I O N

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.

APPENDICE A

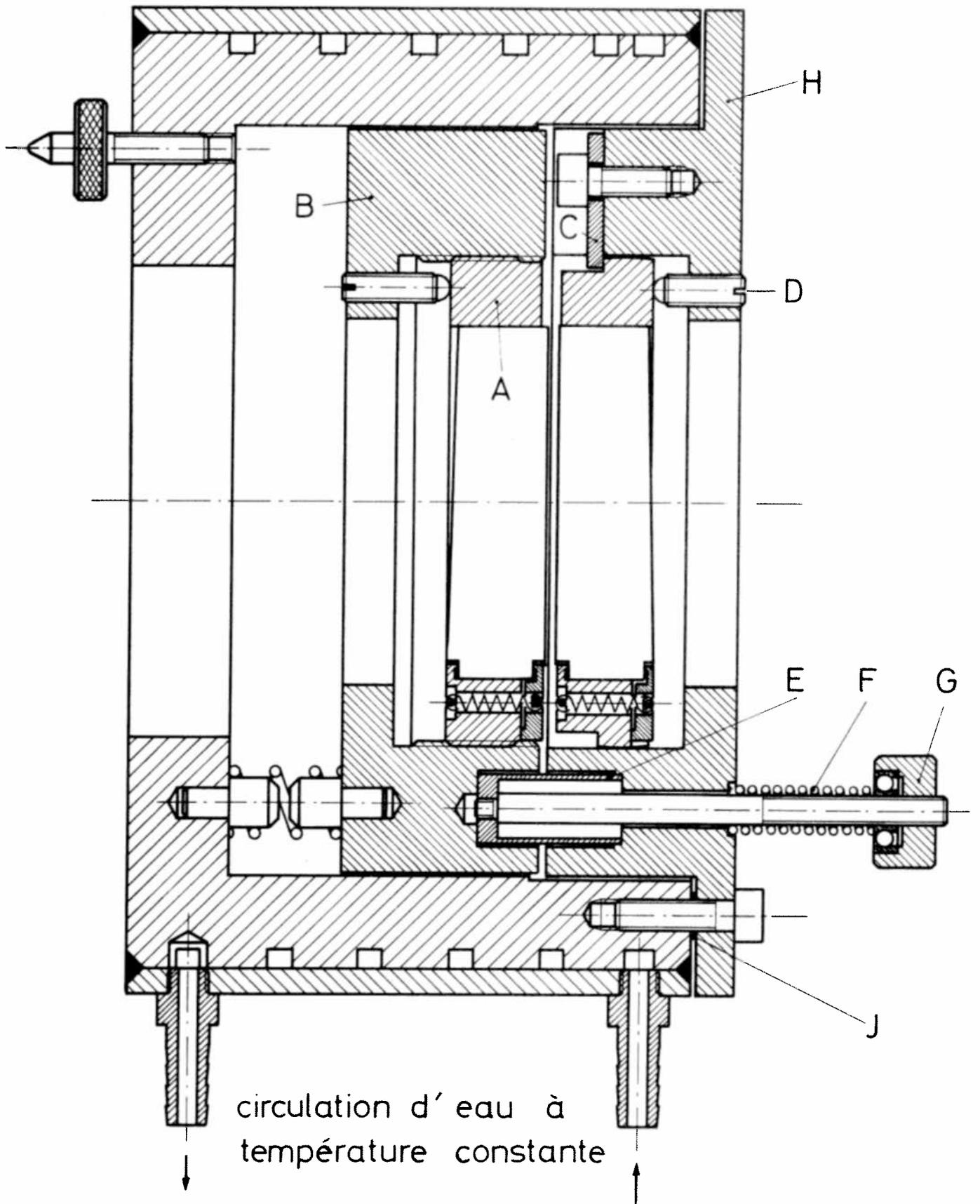
Description de la monture du Fabry-Perot et fonctionnement

Nous nous référons au dessin de la page suivante. A l'exception du cylindre extérieur et de quelques pièces n'intervenant pas directement dans le positionnement des lames, toutes les pièces sont en invar.

La distance entre les lames est ajustable jusqu'à 10 mm pour donner à l'intervalle spectral libre,  $\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda^2}{2e}$ , la valeur voulue. Ce réglage se fait aisément par déplacement de la bague A dans son support B. Le parallélisme est obtenu par flexion des 3 lames C sous l'action des vis D. En plus de ces deux réglages, il faut pouvoir modifier légèrement l'épaisseur sans dérégler le parallélisme afin d'amener la raie à étudier sur les canaux centraux (miroirs 6 et 7). Ce réglage fin de l'ordre d'interférence est obtenu par compression des douilles E sous l'action des ressorts F. Le dispositif complet est tel qu'à un tour de G correspond une variation d'épaisseur de 0,1 ordre environ et le mouvement total possible est de un ordre et demi. Les résultats obtenus avec ce système sont pleinement satisfaisants. Le fonctionnement est reproductible. Seul un défaut de linéarité dans le balayage d'épaisseur limite son utilisation à un demi ordre si l'on veut conserver la qualité initiale du parallélisme. Quant à la stabilité de l'ensemble, elle est excellente. On n'observe aucune dérive, ni aucun déréglage supérieur à 1/30 d'ordre pendant plus d'une semaine, lorsque sa température est maintenue constante à un demi degré près.

Cette stabilité n'a pas été obtenue du premier coup. Primitivement, la flasque H était fixée par une douzaine de vis et sans rondelle intermédiaire J. Nous n'arrivions pas, alors, à éliminer une dérive constante de l'épaisseur accompagnée d'un déréglage du parallélisme. C'est finalement la fixation en "3 points" avec 3 vis seulement et les rondelles J qui donna, dès le premier essai, la stabilité mentionnée.

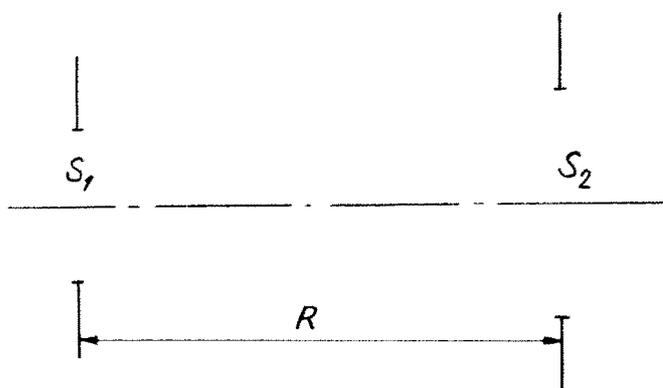
Nous n'avons pas cherché à approfondir ce changement de comportement. Nous supposons simplement que le corps extérieur en aluminium subissait des déformations hyperstatiques à temps de relaxation prolongés.



APPENDICE B

Critères de choix du monochromateur

Un système optique peut être caractérisé par l'étendue du faisceau lumineux qui le traverse. Si l'on veut que toute la lumière ayant traversé un premier système traverse un second système et réciproquement, il faut que leurs étendues soient égales et que leurs pupilles d'entrée et de sortie soient conjuguées.



Prenons un système optique simple réduit à deux diaphragmes de surfaces  $S_1$  et  $S_2$  et distant de  $R$  ; son étendue vaut :

$$E = \frac{S_1 S_2}{R^2} \quad ( B-1 )$$

Dans notre cas, il s'agit de conjuguer et adapter les étendues entre le monochromateur et l'ensemble Fabry-Perot-miroirs. On peut réaliser une adaptation optimum en faisant tendre le faisceau dans le monochromateur vers une symétrie de révolution (comme dans le Fabry-Perot) c'est-à-dire en ouvrant les fentes assez largement pour les rendre approximativement carrées. Il faut alors une dispersion suffisante et qui dépend de la largeur spectrale qu'on veut sélectionner. Nous avons conjugué optiquement les fentes du monochromateur au Fabry-Perot d'une part, le réseau et les miroirs d'autre part (en inscrivant les cercles dans les carrés).

Notant :  $D_{FP}$  le diamètre du Fabry-Perot

$d_{12}$  ( $= 2r_{12}$ ) le diamètre extérieur du 12e miroir

$f$  la distance focale de formation des anneaux

et pour le monochromateur :

$R$  la dimension du réseau

$L$  la largeur (= hauteur) des fentes

$F$  la distance focale de l'instrument

l'égalité des étendues qui traduit cette adaptation entraîne que :

$$\frac{D_{FP} d_{12}}{f} = \frac{RL}{F} \quad ( B-2 )$$

en confondant le diamètre des cercles et le côté des carrés.

Soit  $\Delta\lambda$  la bande spectrale associée à la fente de largeur  $L$  du monochromateur et  $n$  le nombre de traits du réseau par unité de longueur.

On a :

$$L \cong \Delta\lambda F n \quad ( B-3 )$$

Ceci pour le premier ordre de diffraction et en prenant 1 pour le cosinus de l'angle de diffraction.

Par ailleurs,  $\Delta\lambda$  doit être au moins égal à  $\Delta\lambda_{12}$ , ce que nous notons :

$$\Delta\lambda = \alpha \Delta\lambda_{12} \quad ( \alpha \geq 1 ) \quad ( B-4 )$$

$\Delta\lambda_{12}$  est la bande spectrale analysée par les 12 miroirs et vaut d'après la relation (III-3) :

$$\Delta\lambda_{12} = \frac{\lambda r_{12}^2}{2 f^2} = \frac{\lambda d_{12}^2}{8 f^2} \quad ( B-5 )$$

En groupant ces diverses équations, nous obtenons :

$$R n \alpha = \frac{8f D_{FP}}{\lambda d_{12}} \quad ( B-6 )$$

Etant donné les dimensions adoptées ( $D_{FP} = 70$  mm,  $d_{12} = 22$  mm,  $f = 20$  à 120 cm) et pour  $\lambda$  compris entre 4000 et 5000 Å, le membre de droite vaut  $10^7$  à  $8.10^7$  suivant les valeurs de  $f$  et  $\lambda$ .

Il est pratiquement impossible de réaliser l'égalité, donc l'adaptation envisagée. La présence d'autres raies dans le voisinage de celle que l'on veut étudier ne permet pas d'ouvrir très largement les fentes du monochromateur et la valeur de  $\alpha$  est limitée à quelques unités. Cette relation montre cependant l'intérêt qu'il y a d'utiliser un grand réseau et à nombre de traits élevé. Nous avons choisi un réseau de 10 cm avec 2160 traits par mm ( $Rn = 2,16. 10^5$ ) et qui représente à peu près le maximum disponible.

Les autres caractéristiques du monochromateur, distance focale et ouverture, sont sans importance en ce qui concerne son adaptation avec le système Fabry-Perot-miroirs. Cependant, pour recueillir le maximum de la lumière émise par le plasma, l'ouverture de l'instrument ne doit pas être trop faible. La distance focale de notre appareil étant de 50 cm. (ouverture 1/5), nous n'avons pas été limité de ce côté-là.

APPENDICE C

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 (réf. 29 et 30).

$T$  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  $\sigma_n^2$  est égale à  $\bar{n}$  et l'écart-type  $\sigma_n$  vaut  $\sqrt{\bar{n}}$ . En valeur relative, la fluctuation du taux de comptage des photoélectrons est :

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

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  $\sigma_G^2$ , 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  $\sigma_G^2/n$ .

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

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

Nous nous plaçons dans le cas où  $n$  est grand. Sa fluctuation relative est faible, d'après (C-1). Nous pouvons faire l'approximation  $\bar{n} \cong n$  et considérer que la variance  $\sigma_H^2$  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 :

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

d'où :

$$\sigma_S^2 = \sigma_G^2 + \bar{n} G^2 + \bar{n} \sigma_G^2 \approx \bar{n} (G^2 + \sigma_G^2) \quad (C-4)$$

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

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

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  $\delta$  et de variance  $\sigma_\delta^2$  identiques pour chaque dynode, conduit pour la fluctuation relative à l'anode à l'expression :

$$\frac{\sigma_S}{\bar{S}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \left[ 1 + \frac{\sigma_\delta^2}{\delta(\delta-1)} \right]^{1/2} \quad (C-6)$$

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 :

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

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

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

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  $2.10^8$  nous avons trouvé  $\gamma = 0,7$  ce qui donne :  
 $(1 + \gamma^2)^{1/2} = 1,22.$

La valeur de  $\delta$  se calcule dans notre cas (tube 56 AVP, 14 étages) par la relation :  $G = \delta^{14} = 2.10^8$

d'où :  $\delta = 3,82$  et  $(\frac{\delta}{\delta-1})^{1/2} = 1,17$

L'égalité (C-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 (C-7) est préférable à (C-5) en ce sens que la connaissance du gain moyen suffit à estimer le facteur  $(\frac{\delta}{\delta-1})^{1/2}$ .

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  $\tau$  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  $\frac{nt}{\tau}$  ne dépassait jamais 0,2, ce qui justifie l'usage de cette loi.

Les formules (C-5) ou (C-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  $(\frac{\delta}{\delta-1})^{1/2}$  de l'expression (C-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 :

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

S = amplitude du signal (en ampères)

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

$$n = \frac{S\tau}{Ge} \quad (C-10)$$

Ceci nous permet d'écrire :

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

APPENDICE D

Liste des raies spectrales

Nous donnons dans le tableau qui suit la liste des raies spectrales identifiées dans la région 3000 Å - 6000 Å, classées par élément, et en donnant le numéro de multiplet d'après la table de Charlotte E. Moore (réf. 24). Les raies voisines non séparées par notre instrument sont groupées par une accolade. De même, lorsqu'un multiplet d'un autre élément est mentionné, c'est que l'une ou plusieurs de ses raies ont pratiquement la même position dans le spectre. Les intensités indiquées à droite n'ont qu'une valeur qualitative et la comparaison n'a de sens que pour les raies d'un même élément.

Hélium

(8) He <sub>I</sub>	3187,7	très faible	(4) C <sub>II</sub>	(17) N <sub>II</sub>	} faible moyenne
(1) He <sub>II</sub>	3203,1	forte		(17) O <sub>II</sub>	
(2) He <sub>I</sub>	3888,6	faible		3919	
(7) He <sub>I</sub>	4026,2	faible		3920,7	
(14) He <sub>I</sub>	4471,5 } 4471,7 }	faible		(10) O <sub>II</sub>	} moyenne faible faible
(1) He <sub>II</sub>	4685,7	très forte	(16) C <sub>III</sub>	4070,3	
(11) He <sub>I</sub>	5875,6 } 5875,7 }	moyenne		4069	
	5876			4067,9	
			(18) C <sub>III</sub>	4187,1	

Carbone

			(6) C <sub>II</sub>	4267 } 4267,3 }	très forte
(8) C <sub>III</sub>	2296,9	très forte	(1) C <sub>III</sub>	4647,4	très forte
(33) C <sub>II</sub>	3876,1 } 3876,2 } 3876,4 } 3876,7 }	faible		4650,2 } (1) O <sub>II</sub> } 4651,4 }	forte

Azote

(13)	N <sub>II</sub>	3437,2		(5)	N <sub>II</sub>	4601,5	faible
(30)	N <sub>II</sub>	3838,4	faible			4607,2	faible
(17)	N <sub>II</sub>	3919	faible			4613,9	faible
	(17) O <sub>II</sub>					4621,4	faible
	(4) C <sub>II</sub>					4630,5	forte
						4643,1	faible
(6)	N <sub>II</sub>	3955,9	faible	(2)	N <sub>III</sub>	4634,2	moyenne
(12)	N <sub>II</sub>	3995	forte			4640,6	forte
(16)	N <sub>III</sub>	3998,7	faible			4641,9	faible
		4003,6	faible			(1) O <sub>II</sub>	
(39)	N <sub>II</sub>	4035,1	faible	(19)+(64)N <sub>II</sub>		5001,1	moyenne
		4041,3	moyenne			5001,5	
		4043,5	faible			5005,1	
(1)	N <sub>III</sub>	4097,3	très forte	(3)	N <sub>II</sub>	5666,6	moyenne
	(20) O <sub>II</sub>					5676	faible
		4103,4				5679,6	forte
						5686,2	faible
(6)	N <sub>III</sub>	4195,7	faible			5710,8	faible
		4200	moyenne				
(48)	N <sub>II</sub>	4237	faible				
		4241,8	moyenne	(8)	O <sub>III</sub>	3261	forte
(47)	N <sub>II</sub>	4241,8					3265,5
						3267,3	faible
(17)	N <sub>III</sub>	4379,1	forte	(3)	O <sub>II</sub>	3712,8	faible
						3727,3	moyenne
(15)	N <sub>II</sub>	4447	moyenne			3749,5	moyenne
(3)	N <sub>III</sub>	4510,9	moyenne	(2)	O <sub>III</sub>	3754,7	moyenne
		4514,9	moyenne			3757,2	faible
		4518,2	faible			3759,9	forte
		4523,6	faible			3774	faible
		4530,8	faible			3791,3	faible
		4534,6	faible				

Oxygène



APPENDICE E

Correction du profil de la raie He<sub>II</sub> 4686 en tenant compte  
du coefficient de réabsorption mesuré

$I(\lambda)$ ,  $\epsilon(\lambda)$ ,  $k(\lambda)$  étant respectivement l'intensité spécifique, les coefficients d'émission et d'absorption du plasma, l'équation de transfert du rayonnement s'écrit :

$$\frac{dI}{dx} = \epsilon - k I \quad (E-1)$$

En introduisant l'épaisseur optique  $d\tau = kdx$  et la fonction source  $S = \frac{\epsilon}{k}$  l'équation (E-1) devient :

$$\frac{dI}{d\tau} = S - I \quad (E-2)$$

Soit  $I_0$  l'intensité en un point du plasma et  $I_L$  l'intensité après un parcours  $L$ . La solution de (E-2) donne, avec  $\tau = \int_0^L kdx$  :

$$I_L = I_0 e^{-\tau} + \int_0^{\tau} S e^{-\tau'} d\tau' \quad (E-3)$$

En supposant  $S$  constant le long du parcours :

$$I_L = I_0 e^{-\tau} + S (1 - e^{-\tau}) \quad (E-4)$$

Nous considérons maintenant des valeurs de  $\tau$  assez petites (quelques dixièmes) de telle sorte que :

$$I_L \cong I_0 (1 - \tau) + S\tau \quad (E-5)$$

En supposant  $\epsilon$  et  $k$  constants, le terme  $S\tau$  vaut :

$$S\tau = \frac{\epsilon}{k} \int_0^L kdx = \epsilon L \quad (E-6)$$

Il représente la contribution d'une tranche de plasma d'épaisseur  $L$  sans absorption.

Partageons la zone observée en deux éléments de longueur  $L$ . L'intensité  $I_0$  au milieu est approximativement égale à  $\epsilon L$  et d'après (E-5) et (E-6), l'intensité totale vaut :

$$I = \epsilon L (1 - \tau) + \epsilon L \quad (E-7)$$

Pour chaque longueur d'onde, nous avons donc :

$$I(\lambda) = \epsilon(\lambda) L [2 - \tau(\lambda)] \quad (E-8)$$

Le profil que nous cherchons à mesurer est celui de  $\epsilon(\lambda)$  et nous avons :

$$\epsilon(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{2L} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\tau(\lambda)}{2}} \quad (E-9)$$

En notant  $I'_j = \frac{I(\lambda)}{2L}$  et  $\tau'_j = \frac{\tau(\lambda)}{2}$

$j$  étant le numéro du canal éclairé par l'élément de spectre centré sur  $\lambda$  nous avons :

$$\epsilon_j = I'_j \frac{1}{1 - \tau'_j} \approx I'_j (1 + \tau'_j) \quad (E-10)$$

Nous supposons un profil d'absorption identique à celui d'émission, ce qui nous permet de faire l'approximation que  $\tau'_j$  est proportionnel à  $I'_j$  avec comme valeur maximum de  $\tau'_j$  deux fois la valeur expérimentale  $\tau$  (nous avons mesuré une valeur moyenne sur tout le profil). Finalement :

$$\epsilon_j = I_j \left(1 + \frac{\tau I_j}{I_{\max}}\right) \quad (E-11)$$

Au centre de la raie, où  $I_j = I_{\max}$ , on a  $\epsilon_j = I_j (1 + \tau)$  et sur les ailes où  $I_j \ll I_{\max}$ ,  $\epsilon_j = I_j$

$I_j$  ( $j = 1, 2, \dots, 12$ ) sont les amplitudes du profil mesuré et  $\epsilon_j$  les amplitudes corrigées.

Nous avons ainsi corrigé les profils mesurés tant que  $\tau$  ne dépassait pas 0,35 car, pour des valeurs supérieures de l'épaisseur optique, nos approximations ne sont plus du tout justifiées. Dans ce cas, nous avons renoncé à interpréter les profils observés ou indiqué des valeurs de températures avec une correction estimée et qui donnent les limites supérieures des températures possibles.

#### R E M E R C I E M E N T S

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 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 ce rapport.

R E F E R E N C E S

- (1) H.R. Griem, Plasma Spectroscopy (Mc Graw-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. Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva Vol. 31 (1958)
- (6) E.S. Weibel, Proceeding 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. Sc. Instrum 35, 173 (1964)
- (10) R. Keller, Helv. Phys. Acta 38, 328 (1965)
- (11) A. Lietti, Rev. Sc. Instrum 36, 13 (1965)
- (12) A. Lietti, Rev. Sc. Instrum 39, 900 (1968)
- (13) A. Lietti, Rev. Sc. Instrum 40, 473 (1969)
- (14) I.R. Jones, J.-M. Peiry and D. Cocq, Rev. Sc. Instrum 40, 133 (1969)
- (15) I.R. Jones, A. Lietti and J.-M. Peiry, Plasma Physics 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, Applied Optics 4, 1375 (1965)
- (18) P. Jacquinet, J. Opt. Soc. Am. 44, 761 (1954)
- (19) J.-P. Perotti, Rapport LRP 34/67, Lausanne (1967)
- (20) H.W. Drawin, Rapport EUR-CEA-FC-302, Fontenay-aux-Roses (1965)
- (21) A. Heym, Plasma Physics 10, 1069 (1968)
- (22) A. Berney, ZAMP 18, 588 (1967)
- (23) A. Berney, Rapport LRP 39/68, Lausanne (1968)
- (24) Ch. Moore, A multiplet table of astrophysical interest, U.S. National Bureau of Standards (1959)
- (25) R.A. Day and H.R. Griem, Phys. Rev. 140, A 1129 (1965)
- (26) P. Subrahmaniam, Mon. Not. R. Astr. Soc. 140, 1 (1968)
- (27) H.R. Griem, M. Baranger, A.C. Kolb and G. Oertel, Phys. rev. 125, 177 (1962)
- (28) H.F. Berg, A.W. Ali, R. Lincke and H.R. Griem, Phys. rev. 125, 199 (1962)
- (29) V.I. Makkaveyev, L'onde électrique XLVII, 503 (1967)
- (30) L. Mandel, Progress in Optic II, 181 (North-Holland, 1963)