

DPh-PFC-SPP

EUR-CEA-FC-773

ETUDE D'UN SPECTROMETRE A FILTRES

dans le cadre d'une  
nouvelle méthode de mesure de la température  
des plasmas de fusion par diffusion Thomson relativiste

J. LASALLE

Juin 1975

CEA  
EURATOM

DPh-PFC-SPP

EUR-CEA-FC-773

**ETUDE D'UN SPECTROMETRE A FILTRES**  
dans le cadre d'une  
nouvelle méthode de mesure de la température  
des plasmas de fusion par diffusion Thomson relativiste

J. LASALLE

Juin 1975

## INTRODUCTION.

### PREMIERE PARTIE.

I - Mesure de la densité et de la température électronique d'un plasma thermonucléaire par la diffusion Thomson.  
Corrections relativistes.

Une nouvelle méthode à partir des effets relativistes.

II - Eléments de calcul.

Connaitre la température  $T_e$  à 20 % près.

Précision sur les mesures.

Choix d'une sensibilité spectrale de détection, facteur de sécurité, puissance diffusée par le plasma.

### DEUXIEME PARTIE.

I - A quelles difficultés se heurte la réalisation pratique d'un tel type de spectromètre.

Problèmes spécifiques à l'exigence d'une résolution spatiale.

II - Etude du spectromètre.

Miroirs Intervex I et sélecteurs, courbes caractéristiques, homogénéité des diélectriques et incidence sur la qualité de la réjection.

Influence de l'étendue de la source, limitations.

Montage d'essai, étendue maximum d'un tel spectromètre.

III - Réalisation du spectromètre et caractéristiques.

Nombre de points résolus simultanément.

Application à la mesure de profils de température et de densité sur T.F.R.

Extension à l'utilisation sur J.E.T.

CONCLUSION.

## INTRODUCTION.

La diffusion Thomson d'un faisceau laser par les électrons d'un plasma est couramment utilisée pour mesurer la température et la densité électronique des plasmas thermonucléaires, il suffit pour cela de relever le spectre diffusé en analysant dix bandes spectrales découpées dans ce spectre, par exemple.

Le développement de nouvelles machines à plasma de grandes dimensions comme le J.E.T. nécessitent de multiplier le nombre des données acquises au cours d'une même décharge en raison d'une fréquence de répétition des tirs peu élevée et d'une activation par les neutrons importante après un certain nombre de décharges, en limitant alors l'accès.

Par conséquent, il paraît indispensable de connaître la densité et la température du plasma en plusieurs points séparément au cours d'un même tir. Dix points résolus nécessiteraient donc l'emploi de cent détecteurs et conduirait rapidement à un système de mesure compliqué et onéreux si l'on assure ensuite l'automatisation de l'acquisition des données.

Une nouvelle méthode proposée par R. PAFOULAR utilisant les effets relativistes de la diffusion Thomson simplifiée considérablement le nombre des mesures nécessaires à la connaissance de la température. Ces effets qui se manifestent principalement par le déplacement du maximum de lumière diffusée vers le bleu, deviennent importants au-delà de 1 keV, ils sont donc particulièrement bien adaptés à des mesures de la température des

plasmas thermonucléaires que l'on sait produire actuellement : le rapport des énergies diffusées respectivement dans les bandes spectrales  $\lambda > \lambda_{\text{laser}}$  et  $\lambda < \lambda_{\text{laser}}$ , est proportionnel à la racine carrée de la température et leur somme à la densité.

Nous donnons donc quelques considérations sur le développement de cette méthode en calculant quelques ordres de grandeur pour justifier la faisabilité d'une mesure de température s'en inspirant. Les données utilisées correspondent aux grandeurs relatives à T.F.R.

Ensuite nous définissons les caractéristiques d'un spectromètre à filtres dont la double fonction est :

- la séparation des raies spectrales  $\lambda > \lambda_{\text{laser}}$  et  $\lambda < \lambda_{\text{laser}}$ ,
- et la réjection de la lumière parasite résiduelle à  $6943 \text{ \AA}$  (laser à rubis) diffusée par les parois de la chambre à vide.

Nous donnons une étude complète et détaillée de ce spectromètre en relevant ses caractéristiques.

Enfin, nous envisageons l'application de cette méthode à l'étude des plasmas de plus grande étendue, comme celui du J.E.T., en montrant le grand intérêt de cette nouvelle méthode appliquée à la mesure de température sur J.E.T.

PREMIERE PARTIE

MESURE DE LA DENSITE ET DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE D'UN  
PLASMA THERMONUCLEAIRE PAR LA DIFFUSION THOMSON.

CORRECTIONS RELATIVISTES.

UNE NOUVELLE METHODE A PARTIR DES EFFETS RELATIVISTES.

I - Mesure de  $N_e$  et de  $T_e$  aux hautes températures.

Une nouvelle méthode de mesure.

La diffusion d'un faisceau laser par les électrons d'un plasma est maintenant utilisée de façon courante comme moyen de diagnostic, dans l'étude des plasmas de fusion et s'est développée avec la construction des machines du type "Tokamak".

La faible valeur de la section efficace de diffusion Thomson nécessite l'emploi de sources lumineuses de grande puissance, et il a fallu attendre l'apparition sur le marché de lasers de puissance élevée pour développer ce nouveau moyen de diagnostic. La connaissance de la température électronique du plasma est déduite du relevé d'un spectre de la lumière diffusée, et la densité électronique est proportionnelle à l'intensité totale de la lumière diffusée.

Aux températures élevées ( $T_e \geq 1$  keV) le spectre diffusé n'est plus assimilable à une distribution de Gauss centrée sur la longueur d'onde de la raie Laser mais se déforme et subit un déplacement global vers les courtes longueurs d'onde. Ce déplacement du maximum d'intensité diffusée a amené R. FAPOULAR à

proposer une méthode originale de mesure des températures supérieures à 0.5 keV et dont l'intérêt réside en une simplification notable du processus de mesure puisque cette méthode n'exige plus de connaître la forme du spectre diffusé, mais se contente de connaître la puissance diffusée dans chacune des deux ailes du spectre séparées par la longueur d'onde de la raie laser. On ramène un ensemble de dix canaux à un ensemble de deux canaux seulement. Cette simplification est appréciable si l'on désire en outre multiplier le nombre de points du plasma pour lesquels on mesure  $T_e$  et  $N_e$  au cours du même tir laser. La multiplication des données acquises au cours d'un même choc devient nécessaire en effet à l'échelle de machines comme le J.F.T. et le développement de cette nouvelle méthode nous paraît particulièrement intéressant dans ce contexte.

Après un rappel succinct des résultats qui caractérisent cette méthode, nous serons amenée à étudier un spectromètre à filtres multidiélectriques pour séparer les deux voies spectrales  $\lambda > \lambda_{\text{Laser}}$  et  $\lambda < \lambda_{\text{Laser}}$  en assurant une bonne réjection de la lumière parasite concentrée sur  $\lambda_{\text{Laser}}$ . On étudiera avec soin l'aspect "étendue" de la source pour analyser simultanément plusieurs points du plasma et on discutera la résolution spatiale permise avec un tel spectromètre.



II.1 - Éléments de calcul : nouvelle méthode de mesure de  $T_0$  et de  $N_0$  pour les plasmas thermonucléaires.

Nous donnons les résultats empruntés à (1).

La forme du spectre de la raie Laser  $\lambda_L$  diffusée par les électrons du plasma de densité  $N$  et de température  $T$ , compte tenu des corrections relativistes (1,2,3) est :

$$f(x) = ND^{1/2} (1 + Ax + Bx^2 + Cx^3) \exp(-Dx^2)$$

avec :  $x = \frac{\lambda - \lambda_L}{\lambda_L}$

$$\lambda_L = 6943 \text{ \AA} \text{ (laser à rubis)}$$

$$A = -3,5$$

$$B = 7,6$$

$$C = C' + D$$

$$C' = -13,3$$

$$D = 126/T(\text{keV})$$

Soit  $s(x) = \frac{g(\lambda)}{B(\lambda_L)}$  réponse spectrale du détecteur.

$$s(x) = 1 + Ex + Fx^2 + Gx^3$$

On appelle  $S_+$  et  $S_-$  les courants donnés par les détecteurs rec-

(1) R. PAGOULAR *Physics Letters* **48A**, 35 (1974).

(2) M. MATTIOLI, R. PAGOULAR, *Plasma Physics* **17**, 165 (1975).

(3) J. SHEFFIELD, *Plasma Phys.* **14**, 785 (1972)

pectivement sur les deux bandes spectrales  $x > 0$  et  $x < 0$ .

En posant : 
$$\delta^2 = \frac{1}{D} = T(\text{KeV})/126$$

On écrit : 
$$S_{\pm} = \int_0^{\pm\infty} s(x) f(x) dx$$

$$S_+ = N \left( 0,89 + (1+A+E)\frac{\delta}{2} + 0,45 (B+F+AE)\delta^2 + (C'+G+BE+FA)\frac{\delta^3}{2} \right)$$

$$S_- = N \left( 0,89 - (1+A+E)\frac{\delta}{2} + 0,45 (B+F+AE)\delta^2 - (C'+G+BE+FA)\frac{\delta^3}{2} \right)$$

et on définit :

$$r = \frac{S_+}{S_-}$$

Nous avons calculé r pour deux types de photocathodes : S 20 et S 20 R. Distinguant les deux cas  $x > 0$  et  $x < 0$  dans la recherche d'une représentation analytique des réponses spectrales  $s(x)$ . Les résultats sont rassemblés dans un tableau :

		E	P	G
photocathode S 20	$x > 0$	- 9,5	22	0
	$x < 0$	-13,3	5,6	27
pho. cathode S 20 R	$x > 0$	- 3,1	0	0
	$x < 0$	- 3	- 0,77	35,5

La figure 1 montre différents spectres de la lumière diffusée :  $\frac{1}{N} f(x)$  pour des valeurs de T de 0,5, 1 ; 2 et 3 keV.

La figure 2 montre comment varie avec la température T le déplacement vers le bleu du maximum d'intensité diffusée  $\Delta\lambda = |\lambda_m - \lambda_l|$ . On voit que à T = 10 keV  $\Delta\lambda = 1000 \text{ \AA}$  et à 5 keV,  $\Delta\lambda = 500 \text{ \AA}$ .

La figure 3 et la figure 4 donnent l'accord entre la réponse spectrale s(x) du détecteur donnée par le constructeur et l'expression analytique que nous avons calculée pour s(x) et dont les résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessus.

## II.2 - Calcul de r pour un détecteur de réponse spectrale S 20.

La figure 5 donne en fonction de la température T les variations de r.

Quel est le domaine de validité de ces résultats ?

Les équations décrivant s(x) ne représentent réellement s(x) que dans l'intervalle spectral (5000 - 8000  $\text{\AA}$ ) soit  $-0,28 < x < 0,15$ . Dans l'expression de  $S_{\pm}$  on intègre x de 0 à  $+\infty$ , par conséquent le calcul de  $S_{\pm}$ , n'est pas valable pour les valeurs élevées de la température nous n'utiliserons donc ces résultats que pour obtenir un ordre de grandeur des paramètres importants autour de T = 1 keV.

Par la suite on pourra calculer avec précision la valeur de  $S_{\pm}$  aux températures plus élevées en intégrant le produit s(x) f(x) entre les valeurs limites correspondant à

⋮

5000 Å < λ < 8000 Å. Ces valeurs correspondent à la bande passante du spectromètre dont l'utilisation est envisagée, c'est la raison pour laquelle nous les avons choisies comme bornes du domaine de validité de la représentation analytique de s(x). On pourra donc calculer S<sub>+</sub> à l'ordinateur en prenant en compte dans s(x) la transmission du spectromètre pour chaque bande spectrale x > 0, x < 0, pour des températures n'excédant pas 10 keV.

II.3 - Avec quelle précision faut-il mesurer S<sup>+</sup> et S<sup>-</sup> pour connaître T à 20 % près ?

Cas envisagé : détecteur à réponse S 20

$$T = 1 \text{ keV.}$$

D'après la figure 5 : r = 0,33 et dr/dT = - 0,2

pour  $\frac{\Delta S_+}{S_+} = \frac{\Delta S_-}{S_-}$  et  $r = \frac{S^+}{S^-}$   
 on mesurera T à . . . % près si  $\frac{\Delta r}{r} = 12 \%$

soit :  $\frac{\Delta S}{S} \leq 6 \%$ .

Si l'erreur minimale ΔS est réduite aux fluctuations statistiques de la photocathode :

$$\Delta S = \sqrt{S}$$

et  $\frac{\Delta S}{S} \leq 6 \%$  → S > 230

pour un rendement quantique moyen de 1 % dans le rouge (λ > λ<sub>L</sub>)  
 le nombre minimum de photons dans la voie spectrale (7000-8000 Å)  
 est donc :

$$N^+ = 28.000 \text{ photons.}$$

II.4 - Avec quelle précision faut-il mesurer  $S^+$  et  $S^-$  pour connaître  $T$  à 20 % près ?

Cas envisagé : détecteur à réponse S 20 R

$T = 1$  keV.

Avec une photocathode S 20 R le rendement quantique est plus élevé dans le rouge, mais la pente de la variation de la sensibilité spectrale en fonction de la longueur d'onde est plus faible que pour une réponse du type S 20 : c'est là la raison pour laquelle l'avantage conféré à (S 20 R) par un meilleur rendement quantique dans le rouge n'est qu'apparent dans une mesure aussi précise que possible de la température :

d'après la figure 5, et à partir d'un calcul analogue :

$$r = 0,6 \quad \frac{dr}{dT} = - 0,15$$

$$\text{d'où } \frac{\Delta r}{r} \leq 5 \% \quad \text{et} \quad \frac{\Delta S}{S} \leq 2,5 \%$$

$$\text{donc } S^+ \geq 1600$$

et pour un rendement quantique moyen de l'ordre de 3 % dans le rouge on aurait :

$$N^+ \geq 53.000 \text{ photons.}$$

Il faut donc deux fois plus de photons pour assurer  $\frac{\Delta T}{T} \leq 20 \%$  avec une photocathode S 20 R, bien que son rendement quantique soit supérieur d'un facteur 3 à celui de S 20, ceci est dû comme nous l'avons annoncé ci-dessus à la différence des pentes des réponses spectrales dans le rouge de ces deux types de photocathodes.

Nous serons donc amenés à préférer une réponse S 20 pour les détecteurs envisagés ; toutefois l'étalonnage d'une photocathode S 20 devra être particulièrement soigné si l'on veut bénéficier des avantages qu'elle procure ; avec S 20 R la tolérance pour l'étalonnage aurait été plus grande.

#### II.5 - Mesure de la densité N. Conclusions sur le choix d'une photocathode de type S 20 pour le détecteur.

La mesure de la densité N est ramenée à celle de  $(S^+ + S^-)$  par conséquent la meilleure sensibilité sera obtenue avec une photocathode S 20 R, puisque seul le rendement quantique entre en compte dans ce calcul. Toutefois, la température s'avérant beaucoup plus difficile à mesurer que la densité, notre choix se portera sur un détecteur de type S 20 comme nous l'avons indiqué au paragraphe précédent.

De toutes façons avec une réponse S 20 il faudrait pour connaître N à 12 % près, environ 30.000 photons pour  $N^+$  alors qu'on a montré que dans les mêmes conditions, il en faut 30.000 pour mesurer T à 20 % près.

#### II.6 - Nombre de photons diffusés. Facteur de sécurité.

Soit  $N_d$  nombre de photons diffusés dans l'angle solide  $\Omega$  à  $90^\circ$  du faisceau Laser :

$$N_d = 0,8 \cdot 10^{-25} N_p \int \Delta \Omega$$

où  $N_L$  = nombre de photons incidents par tir laser

$N_e$  = densité électronique du plasma

$L$  = longueur de faisceau laser observée.

pour un laser de 10 joules :

$$N_L = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ photons,}$$

pour une densité du plasma :

$$N_e = 210^{13} \text{ cm}^{-3}$$

pour une collection des photons diffusés par une lentille d'ouverture 20 cm à 140 cm du plasma, soit :

$$\Delta \Omega = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ stéradian (voir deuxième partie III.1)}$$

et pour une longueur du faisceau laser  $L = 3$  cm on calcule

$$N_d \sim 3 \cdot 10^6 \text{ photons diffusés collectés.}$$

pour un spectromètre de transmission 100 % on aurait environ  $1,5 \cdot 10^6$  photons par voie spectrale.

On a vu qu'il était nécessaire que l'on collecte au moins 30.000 photons sur la voie  $\lambda > \lambda_L$  pour assurer  $\frac{\Delta T}{T} \leq 20$  %. On dispose donc dans ces conditions d'un facteur de sécurité de l'ordre de 50.

Nous résumons les résultats importants de ce chapitre dans un tableau :

- 1 Pour mesurer  $T$  à 20 % près, il faut utiliser de préférence un détecteur à photocathode de type S 20 à un détecteur S 20 R, la mesure de  $N$  se fait alors avec une précision meilleure que 6 %.
- 2 Dans ces conditions, il est nécessaire de disposer d'au moins 30.000 photons diffusés dans l'une des deux bandes spectrales analysées.
- 3 Pour un laser de 10 joules, et l'observation de 3 cm de plasma, on peut obtenir au mieux  $1,5 \cdot 10^6$  photons diffusés dans une bande spectrale, ce qui assure au mieux un facteur de sécurité de 50, pour une transmission sans perte de l'optique de collection et du spectromètre à filtres.
- 4 La faisabilité de cette mesure nous semble donc acquise.



DEUXIEME PARTIE.

ETUDE D'UN SPECTROMETRE A FILTRES POUR LA SEPARATION DES BANDES SPECTRALES (5000 - 6943 Å) et (6943 - 8000 Å) AVEC REJECTION DE LA LUMIERE PARASITE A 6943 Å.

I - A quelles difficultés majeures la réalisation d'un tel appareil peut se heurter. Problèmes spécifiques à l'exigence d'une résolution spatiale. Limitations.

On conçoit aisément qu'il sera relativement facile de séparer deux bandes spectrales en utilisant un jeu de filtres passe bande, utilisés soit en transmission, soit en réflexion et dont la fréquence de coupure est calculée à 6943 Å.

Toutefois, la réjection de la lumière parasite, à la longueur d'onde du laser, doit être aussi efficace que possible sans pour cela altérer notablement la transmission sur les deux voies spectrales, aussi près que possible de la longueur d'onde rejetée.

L'évaluation du taux de lumière parasite a été effectuée expérimentalement par P. PLATZ au cours d'expériences sur la diffusion Thomson ayant abouti à la mise au point d'un spectromètre à dix canaux. On a relevé sur le canal central ( $\lambda = 6943 \text{ Å}$ ) un rapport signal/bruit de l'ordre de 1/20 pour une largeur de canal de 227 Å.

On envisage d'éliminer le bruit en utilisant un miroir ayant un pic de transmission à  $6943 \text{ \AA}$ . Pour une largeur de  $227 \text{ \AA}$  du "trou" de réflexion, un rapport signal/bruit égal à 1 correspondrait à une réflexion de 5 % au minimum de réflexion. Il est important de remarquer que le "bruit" étant parfaitement monochromatique (laser) c'est la valeur de la réflexion minimum à  $6943 \text{ \AA}$  qui est important à considérer et non sa valeur moyenne étendue à l'ensemble du "puits" de réflexion. Nous chercherons donc à réaliser un tel miroir avec un minimum inférieur à 1 % à  $6943 \text{ \AA}$  et ayant une largeur de trou à mi-hauteur de l'ordre de  $150 \text{ \AA}$  à  $200 \text{ \AA}$ .

On voit tout de suite de quelle nature sont les difficultés rencontrées dans la réalisation d'un tel filtre, la longueur d'onde du pic de transmission dépend de l'angle d'incidence des rayons lumineux sur ce filtre, et une dispersion angulaire des rayons incidents entraînera une détérioration de la transparence globale pour la lumière parasite à  $6943 \text{ \AA}$ . Inversement l'attaque de ce filtre en lumière parallèle permettrait d'améliorer la réjection globale de la lumière parasite en assurant la même transparence à  $6943 \text{ \AA}$  pour tous les rayons, mais il faut se contenter d'une étendue très réduite, ce qui entraîne une réduction prohibitive du nombre de photons. On voit donc clairement la nécessité d'adopter un compromis entre la qualité de la réjection du bruit à  $6943 \text{ \AA}$  et l'intensité du signal détecté nécessaire à la mesure de T.

Une autre cause de la détérioration de la réjection globale à  $6943 \text{ \AA}$  est un possible défaut d'homogénéité du filtre utilisé; en effet, pour une incidence donnée le maximum de transparence d'un tel miroir correspond à une longueur d'onde qui dépend de la partie du filtre utilisée si son homogénéité n'est pas parfaite, autrement dit, la réjection à  $6943 \text{ \AA}$  ne sera pas la même au centre et au bord du filtre et il faudra, en conséquence, déterminer quelle est la surface réelle utilisable au-delà de laquelle la réjection globale à  $6943 \text{ \AA}$  s'altère rapidement.

L'exposé succinct de quelques difficultés qui seront rencontrées au cours de cette étude nous amène à préciser un mode opératoire, une façon de progresser dans leur analyse :

- On étudiera donc d'abord séparément les pièces utilisées devant assurer différentes fonctions : réjection de la lumière parasite, séparation des deux bandes spectrales et ceci avec une source ponctuelle et en éclairage parallèle. Dans ces conditions on étudiera l'association de plusieurs pièces en série pour se rapprocher des spécifications fixées.

- Ensuite, nous envisagerons d'analyser en détail les conséquences d'une extension du point source, et d'une attaque des filtres avec une certaine dispersion angulaire, situation correspondant davantage à la réalité. A la lumière de ces résultats on réalisera un montage d'essai et un spectromètre qui permettra de conclure quant à la faisabilité d'une telle expérience.

- On cherchera enfin les limites intrinsèques de l'extension de la source pour un spectromètre à filtres assurant la réjection de  $6943 \text{ \AA}$ . Ce point est particulièrement important puisqu'il doit permettre de savoir si un spectromètre de ce type est suffisant pour analyser simultanément plusieurs points du plasma ou s'il faut prévoir un spectromètre différent pour chaque point, en quel cas il faut conclure au manque d'intérêt de ce spectromètre par rapport à d'autres types de spectromètres (encombrement, prix, facilité de mise en œuvre, fiabilité, problème des détecteurs).

Quelle que soit la conclusion, il est acquis que cette méthode constitue un progrès dans la mesure où deux voies spectrales seulement sont nécessaires pour mesurer  $T$  en un point du plasma au moins, alors que les méthodes plus classiques nécessiteraient dix canaux par point, entraînant la nécessité d'utiliser cinq fois plus de détecteurs, ce qui amènerait une batterie de 100 photomultiplicateurs pour dix points résolus simultanément conduisant à un encombre et à un prix prohibitif, si l'on tient compte, en outre d'une chaîne de traitement automatique des données en provenance des photomultiplicateurs.

Il serait intéressant d'envisager l'utilisation de détecteurs d'un type nouveau : photomultiplicateurs multicanaux à gallettes de microcanaux à double focalisation de proximité. Ce type de détecteur apporterait une simplification notable à la détection pour la scrutation simultanée de plusieurs points du plasma, et l'étude du couplage de ce type de détecteur au

spectromètre étudié nous semble présenter également un grand intérêt, si l'on considère le progrès susceptible d'être réalisé dans la mesure de densité et de température en plusieurs points du plasma simultanément.

Remarquons enfin que la méthode proposée est particulièrement adaptée au domaine de température allant de 1 keV à une dizaine de keV pour des densités supérieures ou égales à  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  et qu'elle constitue un intérêt certain vis-à-vis des machines à plasma thermonucléaires comme le J.E.T. et des futurs réacteurs à fusion.

II - Etude d'un spectromètre à filtres : deux fonctions distinctes : réjection de la lumière parasite, séparation de deux voies spectrales étendues.

II.1 - Pièces utilisées pour la réalisation du spectromètre.

La réalisation des pièces (miroirs multidiélectriques) a été confiée à MTO (1) et comprend trois jeux de miroirs multidiélectriques prototypes non normalisés

- Intervex I
- Coupe J
- Sélecteurs (coupe ).

Les miroirs Intervex I associés aux coupes J assurent la réflexion de la lumière avec  $R \approx 0,98$  de 5000 à 5500 Å  
et de 7300 à 8000 Å

(1) Métallisation et traitements optiques  
11, rue Ampère - 91 MASSY (France)

et  $R \approx 0,95$  de  $6600 \text{ \AA}$  à  $6670 \text{ \AA}$   
et de  $7230 \text{ \AA}$  à  $7300 \text{ \AA}$ .

Deux Intervex I montés en série doivent permettre d'obtenir sur le faisceau réfléchi :

95 % de l'énergie incidente de  $5000 \text{ \AA}$  à  $6600 \text{ \AA}$   
et de  $7300 \text{ \AA}$  à  $8000 \text{ \AA}$   
et 90 % de l'énergie incidente de  $6600 \text{ \AA}$  à  $6670 \text{ \AA}$   
et de  $7230 \text{ \AA}$  à  $7300 \text{ \AA}$   
ainsi que moins que 1 % de l'énergie incidente à  
 $6943 \text{ \AA}$  pour une largeur à mi-hauteur du "trou" centré  
sur  $6943 \text{ \AA}$  de  $200 \text{ \AA}$  environ.

L'Intervex I assure donc la fonction de réjection de la lumière parasite et constitue un miroir ayant un pic de transmission à  $6943 \text{ \AA}$  (longueur d'onde du laser à rubis).

Les coupes J associées aux miroirs Intervex I complètent la réflexion de ceux-ci dans le domaine spectral  $5000 \text{ \AA}$  -  $6200 \text{ \AA}$ .

Les sélecteurs à couches multidiélectriques sur verre sont placés après les miroirs Intervex doublés des coupes J. Ils assurent la séparation des deux bandes spectrales de part et d'autre de la raie laser. Deux sélecteurs en série sont utilisés pour chaque sélecteur :

$T > 0,85$  de  $5000 \text{ \AA}$  à  $6750 \text{ \AA}$   
 $R > 0,98$  de  $7200 \text{ \AA}$  à  $8000 \text{ \AA}$ .

La longueur d'onde de coupe des sélecteurs, de même que la longueur d'onde de transparence des miroirs Intervex I est affinée au montage par rotation de quelques degrés autour d'un angle moyen  $\theta$  de 15 à 20 degrés entre la normale au miroir et l'axe optique du spectromètre.

L'ensemble des deux Intervex I doublés des coupes J et les deux sélecteurs placés en série doit obéir aux spécifications suivantes :

- Voie transmise : énergie transmise  $\geq 0,83$   
de 5000 à 6600 Å
- Voie réfléchie : énergie réfléchie  $\geq 0,94$   
de 7200 à 8000 Å

Largeur de bande à mi-hauteur du trou de réjection centré à 6943 Å  $\rightarrow$  250 à 250 Å.

Nous résumons ces spécifications dans un tableau.

Longueurs d'onde Å	5000	6600	6670	6750	6943	7200	7230	7300	8000
Intervex I + coupe J	R = 0,98	0,95	$R_m < 0,15$			0,95	0,98		
Sélecteur	$T \geq 0,85$					$R \geq 0,98$			
en série : 2(Intervex I + coupe J) 2 sélecteurs	$T > 0,83$		$R_m^2 < 0,01$			$R > 0,94$			

II.2 - Etude des miroirs diélectriques assurant la réjection de la lumière parasite à 6943 Å.

Ces miroirs sont constitués de l'association de filtres Intervex I et de coupes J complétant la réflexion dans le bleu.

Longueur d'onde de réjection en fonction de l'angle d'incidence.

Soit  $\theta$  l'angle que fait un rayon lumineux incident avec la normale au miroir diélectrique ; soit  $\lambda_m(\theta)$  longueur d'onde de transparence du miroir Intervex I. On établit  $\lambda_m(\theta)$  pour trois miroirs Intervex A, B, C (figure 6) en éclairant ces miroirs par un faisceau lumineux de rayons parallèles, de diamètre 1 cm. La lumière est polarisée parallèlement à l'axe de rotation des miroirs Intervex I. Pour le filtre A par exemple on voit que  $\lambda_m = 6943 \text{ Å}$  pour une valeur de  $\theta_m$  égale à 19,5 degrés avec une pente de 12 Å par degré. Si on affiche  $\theta_m$  à 15 minutes près, la valeur de  $\lambda_m = 6943 \text{ Å}$  est donc obtenue à 3 Å près, comme la largeur à mi-hauteur du "trou" de transparence est de l'ordre de 100 Å, une telle précision sur l'affichage de  $\theta_m$  nous paraît suffisante. Dans tout ce qui suit les mesures de longueurs d'onde et les tracés de spectres seront obtenues avec une définition de 1 Å, sauf spécification contraire. La figure 6 montre donc que la réjection optimum de la longueur d'onde 6943 Å de la raie laser, sera obtenue à des angles de 19,5 degrés, 17,5 degrés et 16 degrés.



### "Trou" de transparence des miroirs Intervex I.

La figure 7 montre le spectre de réflexion d'un miroir diélectrique entre 6700 et 7200 Å pour une valeur de  $\theta_m$  assurant la transparence du miroir à 6943 Å. La largeur à mi-hauteur du "trou" de transparence est de 90 Å et la réflexion minimale est 14 %. Pour d'autres miroirs du même type, nous avons mesuré une dispersion des valeurs de  $R_m$  entre 13 % et 16 %.

### Spectre de réflexion d'un miroir.

#### Influence de la coupe "J".

La figure 8 donne le spectre de réflexion d'un miroir de 4300 à 8000 Å et met en évidence le relèvement de la réflexion dans le bleu en complétant l'Intervex I par la coupe "J". La réflexion est de l'ordre de 90 % dans le bleu et atteint 98 % dans le rouge.

### Homogénéité des couches diélectriques sur l'étendue des miroirs Intervex I.

Les procédés de fabrication des miroirs multidiélectriques ne permettent pas d'assurer l'homogénéité parfaite des dépôts diélectriques sur toute l'étendue du miroir et nous avons étudié l'influence d'un éventuel défaut d'homogénéité sur l'étendue d'un Intervex I sur les propriétés d'un tel miroir. Nous en déduisons quelle est la surface réellement utilisable si l'on veut conserver la qualité de la réjection de la lumière parasite

sur toute cette surface. On a donc balayé un miroir par un pinceau test de lumière parallèle (figure 9) de diamètre 5 mm et on a étudié l'évolution de la longueur d'onde de transparence maximum et de la valeur de la transmission maximum en fonction de la position  $x$  de l'incidence du pinceau test sur le miroir, mesurée suivant un de ses axes. Les miroirs sont carrés et leur côté mesure 50 mm. La figure 9 montre ces résultats pour un angle d'incidence  $\theta = 0$  degré.

La transmission maximum est égale à 90 % et est constante sur un diamètre de 30 mm, elle décroît rapidement au-delà, la valeur  $\lambda_m$  pour laquelle la transmission est maximum varie rapidement à l'intérieur de ce même diamètre.

On en déduit (figure 10) le diamètre utile et la surface utile en fonction de la dispersion admise sur la valeur de  $\lambda_m$ .

Pour un diamètre utile de 30 mm on aura donc une surface utile de 37 % pour une dispersion maximum de  $\lambda_m$  de 25 Å sur les bords de la surface utilisée.

La figure 11 donne les variations de  $\lambda_m$  en fonction de  $x$  pour trois valeurs voisines de l'angle  $\theta_m$  entre le pinceau lumineux et la normale au miroir. Nous avons déduit pour différents diamètres utiles du miroir la dispersion maximale de la longueur d'onde de transparence et l'angle optimum d'utilisation de ce miroir pour assurer  $\lambda_m = 6943$  Å.

Diamètre utile du miroir	3 cm	2 cm
Aire utile en pour cent de l'aire totale = 25 cm <sup>2</sup>	36 %	16 %
Dispersion de la longueur d'onde de transparence autour de 6943 Å	± 15 Å	± 5 Å
Angle optimum d'incidence	18°	19°

En conclusion, nous admettons que le diamètre utile des miroirs ne dépassera en aucun cas 3 cm. Si nous formons sur les miroirs une image du plasma, celle-ci ne devra pas dépasser 3 cm, l'importance de ce résultat apparaîtra lors de la discussion sur la résolution spatiale d'un spectromètre conçu à partir de ces miroirs. Il est à noter que ces résultats sont obtenus à partir d'un pinceau lumineux d'analyse à rayons parallèles et que la formation d'une image sur un miroir suppose une dispersion angulaire des rayons incidents, de ce fait les résultats du tableau constituent un ensemble de valeurs limites à caractère optimiste, une dispersion angulaire des rayons lumineux incidents ne pouvant que détériorer davantage la dispersion de la longueur d'onde de transparence. Nous étudierons donc par la suite cet aspect de façon plus précise.

Mise en série de deux miroirs diélectriques.

On a testé deux miroirs en série avec un faisceau lumineux de rayons parallèles et de diamètre 2 cm. On obtiendra donc un spectre de réflexion qui constitue un spectre "idéal" qu'on ne pourra qu'approcher lors de la réalisation du spectromètre. La largeur du "trou" de transmission à mi-hauteur atteint 150 Å et la réflexion minimale est de 2,5 %. La réflexion dans l'aile "bleue" est de l'ordre de 85 à 90 % et dans l'aile "rouge" dépasse 95 %.

Un défaut de réflexion à 6600 Å pourra être supprimé par un meilleur calcul des dépôts diélectriques lors de fabrication d'un nouveau jeu de miroirs diélectriques. Ces résultats permettent d'établir les prévisions suivantes pour l'utilisation de trois miroirs identiques en série :

prévisions pour 3 miroirs en série :

Réflexion minimum à 6943 Å	à 0,2 à 0,4 %
Réflexion moyenne aile "bleue"	75 à 78 %
Réflexion moyenne aile "rouge"	90 à 92 %

II.3 - Etude des sélecteurs.

Le rôle des sélecteurs est d'assurer la séparation des voies spectrales de part et d'autre de 6943 Å. Suivant la voie considérée ils seront donc utilisés en réflexion ou en transmission. En conséquence, on devra ajuster l'angle d'inci-

dence de la lumière pour obtenir à 6943 Å 50 % de la transmission et 50 % de la réflexion.

On a donc établi (figure 13) la variation de la transmission à 6943 Å en fonction de l'angle  $\theta$  d'incidence de la lumière par rapport à la normale au sélecteur. La valeur optimum de  $\theta$  est donc voisine de 15 degrés.

La figure 14 donne les spectres de transmission d'un sélecteur à la coupure pour différentes valeurs de l'angle  $\theta$ . Dans ces conditions, la réflexion à 6943 Å pour deux miroirs et un sélecteur passe de 2,5 % à 1,4 %. Pour des raisons pratiques on utilisera deux sélecteurs en série pour améliorer en réflexion l'atténuation de la partie résiduelle du spectre réfléchi dans le bleu.

#### II.4 - Influence de l'étendue de la source.

Les résultats que nous avons établis avec un faisceau test de lumière parallèle, nous ont permis simplement de définir les propriétés et le comportement des miroirs et des sélecteurs; toutefois la réalisation pratique d'un spectromètre nous oblige à prendre en compte une certaine étendue de la source à analyser.

La formation d'une image de la source sur les miroirs et les sélecteurs implique comme on l'a noté, une dispersion angulaire des rayons incidents autour d'une valeur moyenne. Par conséquent, la réflexion des Intervex I à 6943 Å n'aura pas la

même valeur pour chaque rayon élémentaire incident considéré, il convient donc de chiffrer cette dispersion conduisant à une altération globale de la réjection de la lumière parasite. La figure 15 permet de définir quelques variables :

Soit Ax image linéaire du faisceau laser dans le plasma, B (repéré par l'abscisse x à partir de A) point de l'image considéré,  $\psi$  = angle sous lequel ce point est vu du centre du miroir,  $\theta$  angle d'incidence des rayons moyens,  $\alpha$  est donc l'angle que fait un rayon issu de B avec la normale au miroir. Par conséquent, le point A éclaire le miroir sous l'angle  $\theta$ , et le point B éclaire le miroir sous l'angle  $= (\alpha)$ , tel que  $\cos \alpha = \cos \theta \cos \psi$ .

Pour une distance AC = 30 cm (correspond au montage adopté en figure 22 pour le spectromètre) et AB = x extension linéaire de la source parallèlement à l'axe des miroirs, on a établi la variation de  $\psi$  en fonction de x et, en appliquant les résultats de la figure 6 on a pu établir comment variait la valeur de  $\lambda_m$  longueur d'onde de transparence des Intervex I en fonction de x. (figures 16 - 17) et pour plusieurs valeurs de  $\theta$  choisies pour assurer la réjection optimum à 6943 Å respectivement pour trois miroirs Intervex I. Comme on connaît par ailleurs la variation de R avec l'écart  $|\lambda - \lambda_{6943}|$  : figure 7 on peut établir à partir de  $\lambda_m(x)$  la variation de R(x). (figure 17)

En effet :  $\lambda_m$  qui correspond à la valeur de  $\lambda$  pour laquelle R est minimum s'écarte plus ou moins de  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$

suisant que  $x$  s'écarte de  $x = 0$ . La figure 7 permet donc de connaître la valeur que prendrait  $R$  pour  $\lambda = \lambda_m$ , si on fixe  $R$  minimum à  $6943 \text{ \AA}$ . C'est ce résultat qui est établi en figure 17. On mesure immédiatement l'intérêt de ce résultat : il montre que si  $x$  augmente,  $R_{6943}$  réflexion à  $6943 \text{ \AA}$  d'un Intervex croît d'abord lentement puis rapidement à partir de  $x = 2$  à  $3 \text{ cm}$ .

Nous en concluons donc que la réjection de la lumière parasite tend à se dégrader rapidement à partir d'une extension de la source  $2 = 4 \text{ cm}$  et pour  $x = 1,5 \text{ cm}$   $R_{6943} = 15 \%$ .

Pour une image de la source n'excédant pas une longueur de 3 cm, on peut considérer que la réflexion minimum à  $6943 \text{ \AA}$  a augmenté de moins de 7 %. C'est la valeur limite que l'on se fixera.

par conséquent si  $R_{6943} = R_m = 14 \%$  en  $x = 0$

$$R_{6943} = 15 \% \quad \text{en } x = 1,5 \text{ cm}$$

(source de  $3 \text{ cm}$ ).

Cette valeur de  $3 \text{ cm}$  nous semble particulièrement adaptée à l'emploi des miroirs Intervex I puisqu'elle correspond à leur diamètre utile tel qu'on l'a défini en II.2. On peut donc former cette image sur les miroirs sans que l'influence d'une dispersion angulaire des rayons incidents ne se fasse sentir, la limitation de l'étendue des miroirs utilisable reste liée à leur défaut d'homogénéité.

⋮

Remarque.

Si l'on disposait de miroirs parfaitement homogènes, on serait vite limité par l'extension de la source qui ne pourrait excéder 4 cm sans conduire par le fait de la dispersion angulaire des rayons incidents sur le miroir, à une détérioration rapide de la réjection. Il nous paraît donc inutile d'augmenter la surface utile des miroirs pour le type de montage que nous allons étudier.

Remarque.

Un tableau nous permet de résumer ces résultats, si l'on appelle  $\Delta R$  l'accroissement de la réflexion à  $6943 \text{ \AA}$  à partir de  $R_m = 14 \%$ ,  $\Delta \lambda_m$  la diminution de  $\lambda_m = 6943 \text{ \AA}$ .

Extension de la source	$\Delta R$	$\Delta \lambda_m$
4 cm	+ 2 %	- 8 $\text{\AA}$
6 cm	+ 6 %	- 13 $\text{\AA}$
8 cm	+ 20 %	- 23 $\text{\AA}$

II.5 - Etude d'un spectromètre à filtres :

Montage d'essai en faisceau parallèle.

Pour conclure l'étude des miroirs et des sélecteurs on a mis en série deux miroirs et deux sélecteurs que l'on



éclaire en faisceau parallèle de faible diamètre. La figure 18 donne une idée de ce montage. La source utilisée est ponctuelle, la lumière est focalisée sur l'entrée d'un guide de lumière après la traversée ou la double réflexion sur les sélecteurs. L'autre extrémité du guide de lumière est maintenue fixe et on forme son image sur la fente d'entrée du spectromètre d'analyse.

On établira les spectres transmis (voie 2 ou aile "rouge") et réfléchi (voie 1 ou aile "bleue") en déplaçant successivement l'entrée du guide de lumière en (2) ou en (1), la position (3) (voir figure 18) correspondant au spectre de normalisation obtenu après avoir retiré le miroir  $M_1$ .

Le résultat est donné en figure 19 ; on fera les remarques suivantes :

Le défaut enregistré à  $6600 \text{ \AA}$  sera corrigé lors de la fabrication d'un nouveau jeu de miroirs, après un nouveau calcul des couches diélectriques.

La largeur spectrale à mi-hauteur du "trou" de transparence est  $200 \text{ \AA}$ , la réflexion à  $6943 \text{ \AA}$  est de l'ordre de 1 à 1,5 % suivant la voie considérée. La réflexion dans l'aile "bleue" est de l'ordre de 85 à 80 % et dans l'aile "rouge" atteint 95 %.

Ce résultat est donc conforme aux spécifications exigées, sauf en ce qui concerne la profondeur du "trou" de réflexion

qu'on pourra améliorer si nécessaire par l'utilisation d'un troisième miroir.

Il reste à étudier un spectromètre en tenant compte de l'ensemble des résultats obtenus dans ce chapitre. Nous en donnerons le spectre de transmission sur les deux voies spectrales.

### III - Réalisation d'un spectromètre à filtres.

#### III.1 - Quelle étendue doit avoir un tel spectromètre ?

Pour évaluer cette étendue, nous allons donner un aperçu de la manière de former une image du plasma sur la fente d'entrée du spectromètre (figure 20).

Une lentille  $L_1$  de distance focale 60 cm et d'ouverture  $F/3$  est placée à 140 cm du plasma et en donne une image à 108 cm avec un grandissement égal à 0,77. Ce montage qui pourrait être adopté sur T.F.R. correspondrait à une étendue de  $0,8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$  steradian par cm de plasma (pour une largeur de 0,5 cm).

On a vu qu'au mieux on peut former du plasma une image de 4 cm à l'entrée du spectromètre, ceci correspond donc à 5 cm de plasma, donc à une étendue maximum du spectromètre de  $4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$  steradian.

## II.2 - Description du spectromètre. Résultats.

On a réalisé (figure 21) un spectromètre d'étendue  $4 \cdot 10^{-2}$  cm<sup>2</sup> steradian.

L'image du plasma est formée en S sur la fente d'entrée à la distance  $2f$  de la lentille  $L_1$  qui en donne une image sur le miroir  $M_1$ , laquelle image est reprise par  $L_2$  qui la reforme sur  $L_3$  puis par  $L_4$ .

L'image formée sur le sélecteur  $S_1$  est ensuite analysée par un détecteur après traversée du sélecteur (voie "bleue") La partie réfléchiée est ensuite focalisée en E après une double réflexion sur les sélecteurs (voie "rouge"). Les lentilles  $L_3$ ,  $L_5$  et  $L_6$  sont des lentilles de champ de distance focale = 30 cm. On néglige les pertes par réflexion sur les lentilles traitées anti reflet sur toute l'étendue du spectre considéré.

Les résultats obtenus avec ce montage sont donnés en figure 22 et 23 où l'on donne le spectre de transmission et de réflexion des voies "bleue" et "rouge". On atteint dans le bleu une transmission de l'ordre de 85 % et dans le rouge : 85 à 90 %. Le spectre de normalisation est obtenu en remplaçant les miroirs diélectriques par des miroirs d'aluminium sur le même montage.

La réflexion minimum à  $6943 \text{ \AA}$  est  $R_m \approx 3 \%$  pour la voie "bleue" et  $1,5 \%$  pour la voie "rouge". On pourrait envisager

d'améliorer ces performances par l'emploi d'un troisième miroir. La largeur du "trou" de réjection à mi-hauteur est de  $250 \text{ \AA}$ . Ces résultats ont été obtenus à partir d'une image de  $2 \times 0,5 \text{ cm}$ .

### III.3 - Nombre de points du plasma résolus, avec un tel spectromètre.

On a vu qu'on peut attendre  $0,5 \cdot 10^6$  photons diffusés dans une voie spectrale par cm de plasma. Or, la connaissance de la température à 20 % près nécessite 30.000 photons par voie. En conséquence on pourrait analyser séparément 10 points par cm de plasma, en fait une telle résolution spatiale nous semble illusoire si l'on admet que la longueur de plasma qui nous intéresse est de l'ordre de 20 cm.

Toutefois on a montré qu'un tel spectromètre pouvait facilement être utilisé pour observer 4 cm de plasma; en conséquence on pourrait envisager de faire des mesures de T et de N pour des points de 1 cm de plasma avec un facteur de sécurité de l'ordre de 10, un spectromètre permettant de résoudre au plus 4 points simultanément. L'ensemble du plasma serait alors vu par cinq spectromètres de ce type en 20 points sur 20 cm.

### III.4 - Applications aux mesures de profils de température et de densité électroniques sur J.E.T.

Sur J.E.T., les densités attendues sont de l'ordre de  $10^{13}$  à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et les températures  $T_e \propto T_i \propto 2$  à 10 keV. Le

diamètre du plasma est de l'ordre de 1,5 m à 2 m. Ces considérations amènent les remarques suivantes :

1. On peut envisager d'observer des éléments de plasma de 4 cm en associant à chaque point un spectromètre de ce type.
2. Les ordres de grandeurs de  $N$  et de  $T$  sont bien adaptés aux calculs (première partie) et à la méthode présentée.
3. Toutefois, pour les températures supérieures à 4 keV, il nous paraît nécessaire de modifier les formules utilisées donnant  $S^+$  et  $S^-$  en introduisant la coupure à 5000 Å et à 8000 Å dans la transmission du spectromètre (première partie).
4. L'intérêt de cette méthode reste dans la simplification du montage envisagé puisque deux voies spectrales, donc deux détecteurs, sont utilisées par point du plasma résolu.

#### CONCLUSION.

Cette nouvelle méthode pour mesurer la température électronique des plasmas thermonucléaires se ramène donc à la mesure de l'énergie contenue dans les spectres  $\lambda > \lambda_{\text{laser}}$  et  $\lambda < \lambda_{\text{laser}}$  de la lumière diffusée par le plasma.

Il suffit donc de deux détecteurs seulement pour mesurer localement la température du plasma, en cela, cette méthode constitue un progrès sensible.

Séparer deux bandes spectrales paraît relativement simple et il semble qu'un sélecteur y suffise. Cependant, nous avons montré que la nécessité d'éliminer la lumière parasite du laser diffusée par les parois de la chambre à vide entraîne des difficultés et limite l'étendue que peut avoir un spectromètre à filtres. Dans ces conditions il faut limiter à quelques centimètres la longueur du plasma analysée. Le nombre de spectromètres utilisés sera égal au nombre de points de mesure désiré, sur un diamètre du plasma.

Il aurait donc été intéressant qu'un tel spectromètre ait une étendue suffisante pour former sur un détecteur multicanaux unique les deux images de l'ensemble du plasma. (Ce type de détecteur sera bientôt disponible sur le marché : c'est un multiplicateur d'électrons à galette de microcanaux à anodes multiples).

On voit donc l'intérêt considérable qu'il y aurait à augmenter l'étendue du spectromètre à filtres, on pourrait alors avec un seul spectromètre et un détecteur de ce type mesurer simultanément la température en plusieurs parties du plasma.

Actuellement, l'étendue maximum qu'il est possible d'obtenir avec ce spectromètre à filtres est limitée par la dis-

persion angulaire des rayons incidents, la réjection de  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  n'est bonne que pour des incidences relativement faibles, compte tenu de la faible largeur que l'on s'est fixée par le "trou" de réjection. En augmentant la largeur de la bande de réjection on améliore la réjection de la lumière parasite pour des rayons dont l'incidence est plus élevée et on peut augmenter la dispersion angulaire des rayons incidents sur les miroirs diélectriques. On perdra cependant une partie des photons collectés tout en assurant une meilleure étendue du spectromètre. Cette meilleure étendue permet d'augmenter le nombre de photons collectés et compense la perte due à l'élargissement de la bande spectrale de réjection. En outre, elle permet d'analyser une longueur supérieure du plasma dont elle forme l'image "bleue" et l'image "rouge" sur le détecteur multicanaux. On espère ainsi pouvoir analyser simultanément au moins deux segments du plasma sur une longueur de l'ordre de 5 à 10 cm.

Donc, l'utilisation d'un tel spectromètre associé à un détecteur multicanaux devrait permettre un progrès sensible dans l'obtention de profils de température et de densité au cours de la même décharge. Il suffirait d'associer plusieurs appareils de ce type.

LISTE DES FIGURES

- Figure 1 Différents spectres de diffusion Thomson avec corrections relativistes pour des températures électroniques  $T_e = 0,5, 1, 2$  et  $3$  keV.
- Figure 2 Déplacement vers le bleu de la longueur d'onde du maximum d'intensité diffusée, en fonction de  $T_e$ .
- Figure 3 Représentation analytique de la réponse spectrale S 20.
- Figure 4 Représentation analytique de la réponse spectrale S 20 R.
- Figure 5 Variation du paramètre  $r$  en fonction de la température  $T_e$ .
- Figure 6 Variation de la longueur d'onde de transparence des miroirs Intervex I en fonction de l'angle  $\theta$  que fait le faisceau incident avec la normale au miroir.
- Figure 7 Réflexion au voisinage du "trou" de réflexion d'un ensemble Intervex I + coupe "J" à  $\theta = \theta_m$ .
- Figure 8 Réflexion d'un Intervex I de  $4300$  à  $8000 \text{ \AA}$ .  
Influence de la coupe "J".



- Figure 9 Homogénéité des miroirs Intervex I.  
Transmission maxima et longueur d'onde du maximum  
en fonction de la partie du miroir testée.
- Figure 10 Dispersion  $\Delta\lambda_m$  de la longueur d'onde autour de  
6943 Å en fonction de la surface utile éclairée (S)  
pour un diamètre éclairé (x).
- Figure 11 Homogénéité d'un miroir Intervex I suivant l'un de  
ses axes (x) : variation de  $\lambda_m$  longueur d'onde de  
transparence en fonction de x pour trois valeurs de  
l'angle d'incidence de la lumière  $\theta_m$ .
- Figure 12 Réflexion de deux miroirs Intervex I en série.
- Figure 13 Etude des sélecteurs en lumière parallèle : influence  
de l'angle d'incidence sur la longueur d'onde de  
coupure.
- Figure 14 Spectres de transmission d'un sélecteur pour diffé-  
rents angles d'incidence.
- Figure 15 Influence de l'extension de la source suivant un  
axe parallèle à ceux des miroirs. Définitions.
- Figure 16 Influence de l'extension de la source :  $\alpha(x)$ ,  $\psi(x)$ .

Figure 17 Influence de l'extension de la source : variation de  $\lambda_m$  et de la réflexion à  $6943 \text{ \AA}$  sur un miroir Intervex I, en fonction de  $x$ .

Figure 18 Montage d'essai.

Figure 19 Réponse spectrale pour le montage d'essai : transmission sur les voies spectrales  $\lambda > \lambda_{\text{laser}}$  et  $\lambda < \lambda_{\text{laser}}$ .

Figure 20 Formation de l'image du plasma à l'entrée du spectromètre.

Figure 21 Spectromètre à filtres.

Figure 22 Spectre de transmission.

Fig.1 Spectres de diffusion Thomson  
corrections relativistes

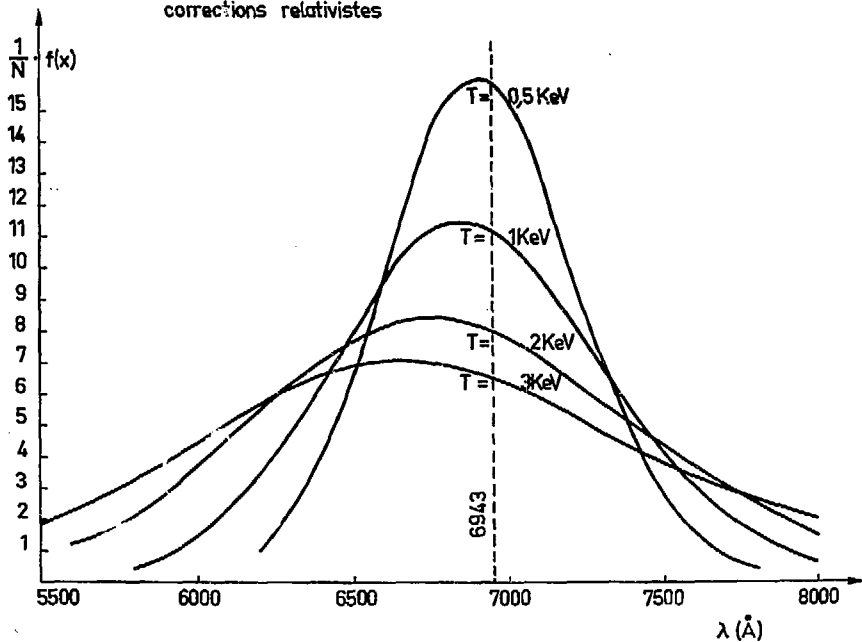


FIG2 Déplacement vers le bleu du maximum d'intensité diffusée

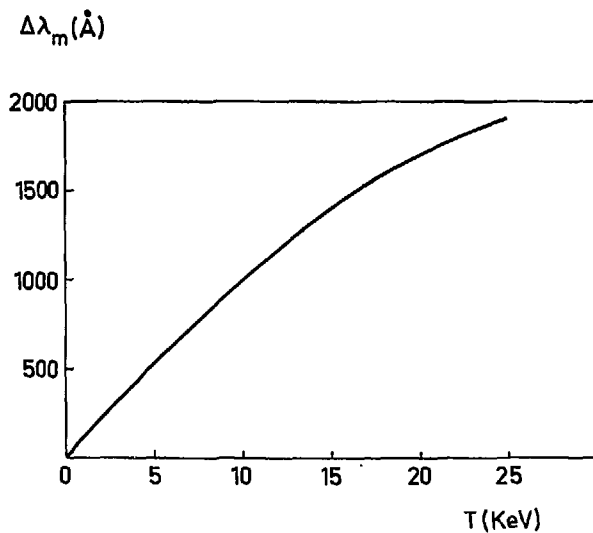


FIG. 5. représentation analytique de la sensibilité spectrale S/20

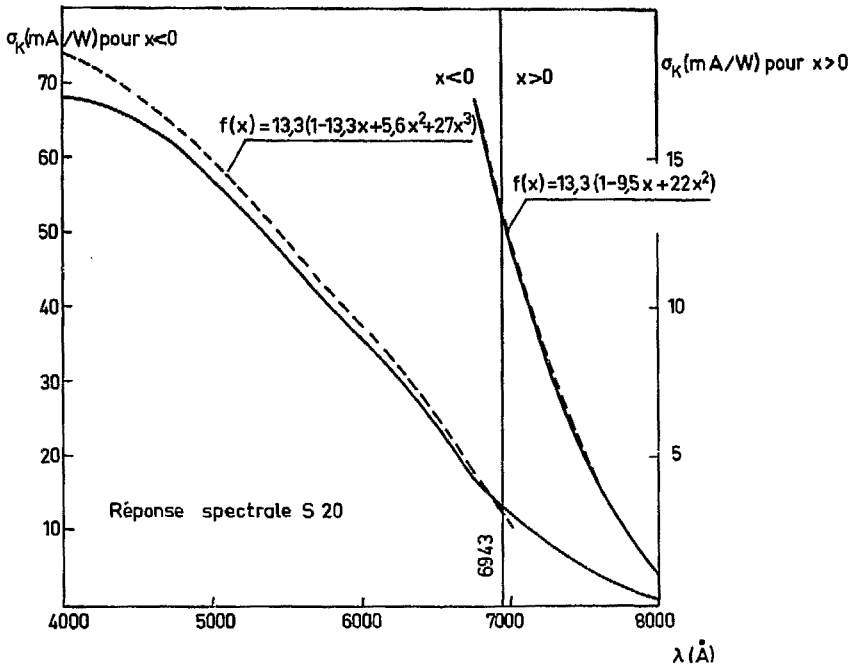


FIG 4. Représentation analytique de la sensibilité spectrale S 20 R

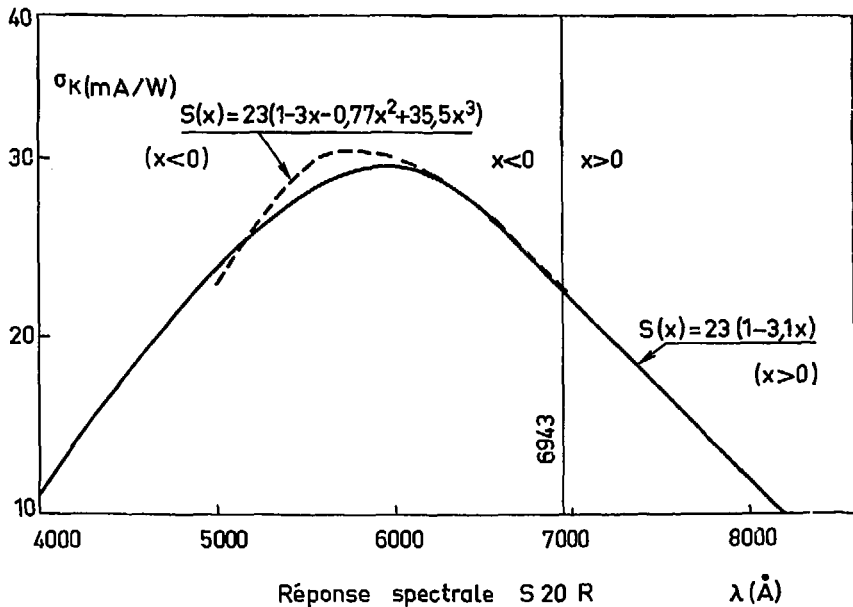


FIG 5 Variation du paramètre  $r$  en fonction de la température électronique  $T_e$ .

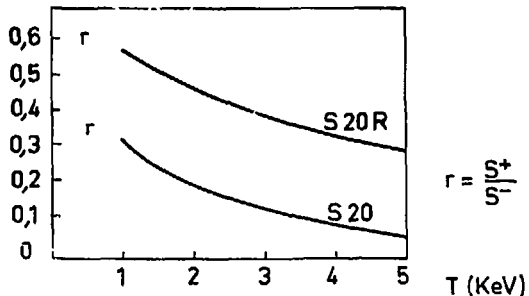


Fig. 6-A Longueur d'onde de transparence des miroirs Intervex I en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$

$\theta_m = 19,5^\circ$

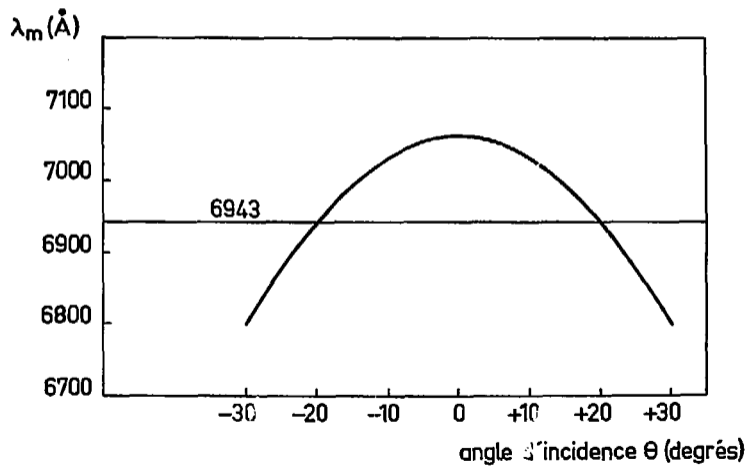




FIG 6-B.. Longueur d'onde de transparence des miroirs Intervex I  
en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$

$$\theta_m = 17,5^\circ$$

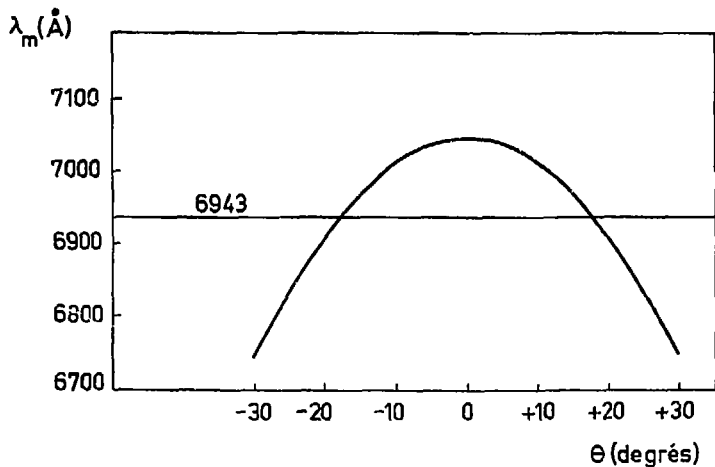


Fig.6-C Longueur d'onde de transparence des miroirs Intervex I  
en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$

$$\theta_m = 16^\circ$$

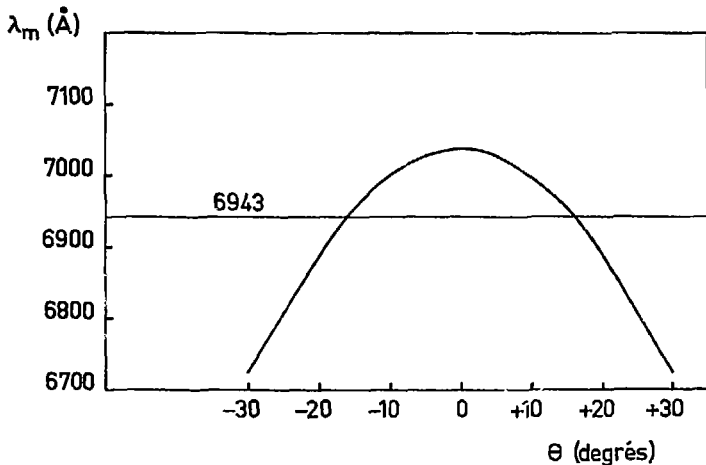


Fig.7

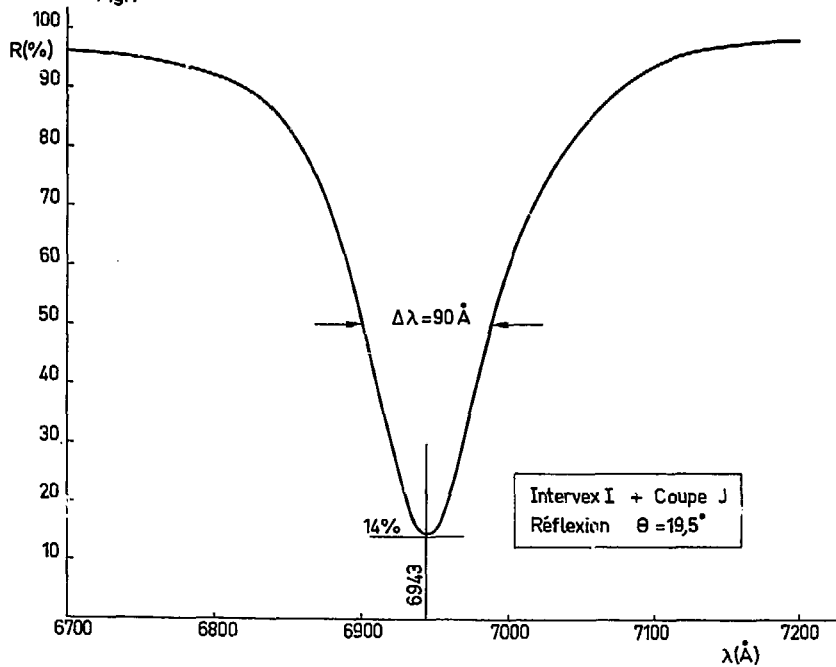


Fig. 8

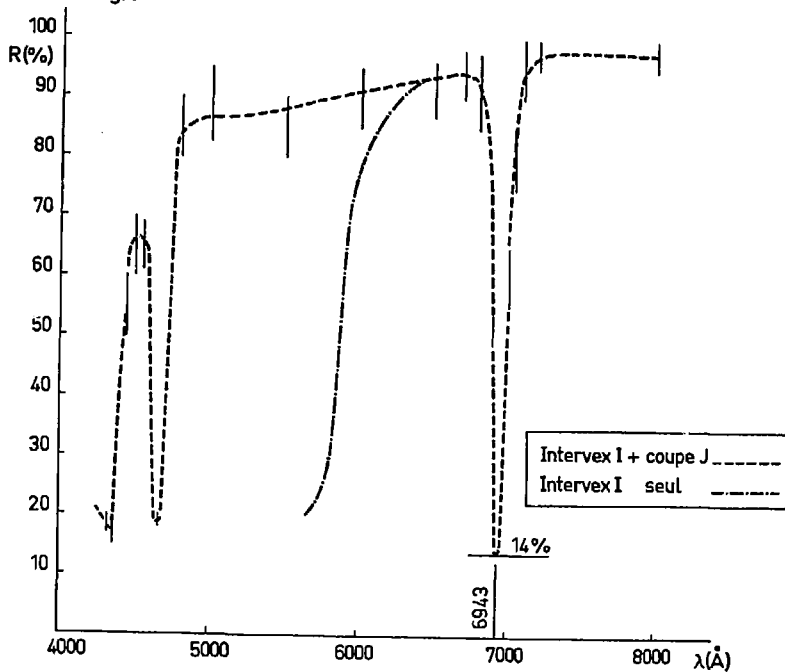


Fig.9 Homogénéité des miroirs Intervex I: Transmission maxima et longueur d'onde de transmission

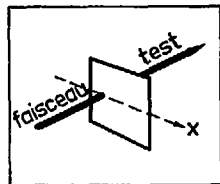
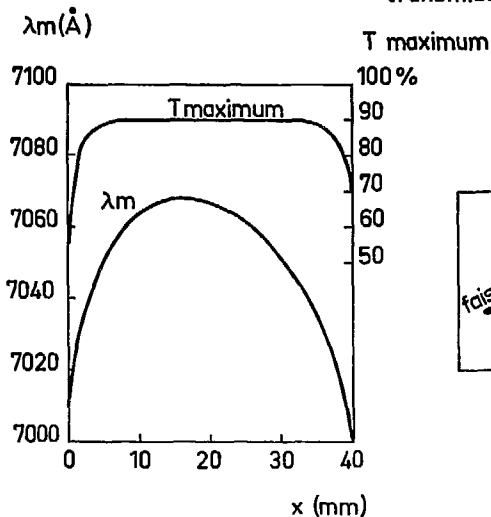


FIG 10. Dispersion  $\Delta\lambda_m$  de la longueur d'onde de transparence des miroirs Intervex I autour de  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  en fonction de la surface éclairée ou du diamètre utile du miroir.

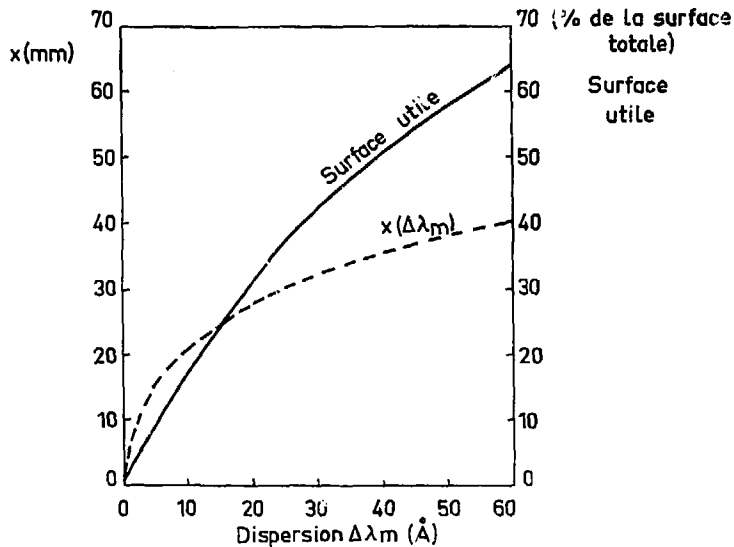


FIG 11. Homogénéité d'un miroir intervex I: variation de la longueur d'onde de transparence le long d'un axe du miroir pour trois valeurs de l'incidence  $\theta$

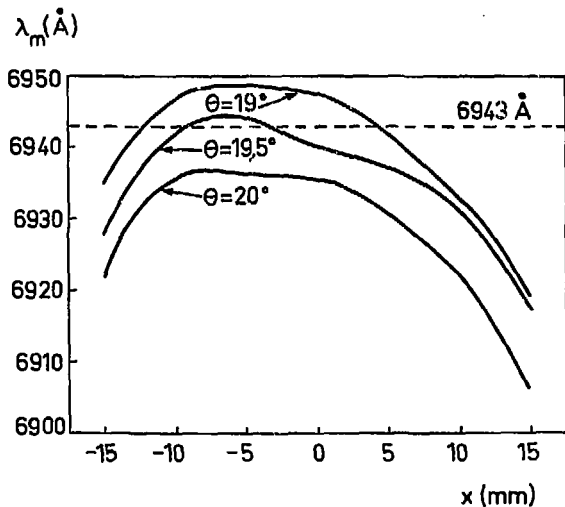


Fig. 12 Spectre de réflexion de deux miroirs Intervex en série

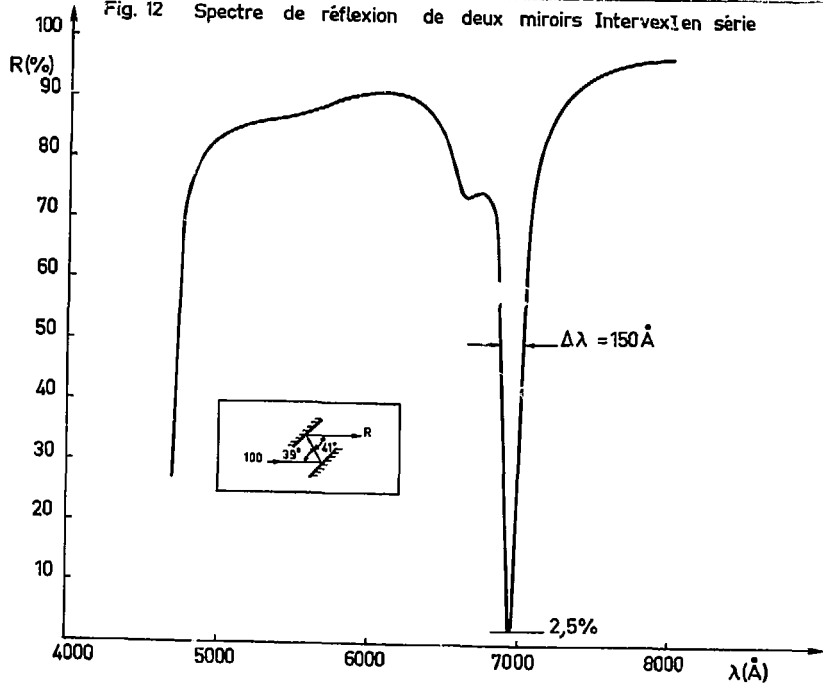




FIG 13 .Transmission à 6943 Å du Sélecteur L1 en fonction de  $\theta$  l'angle d'incidence .

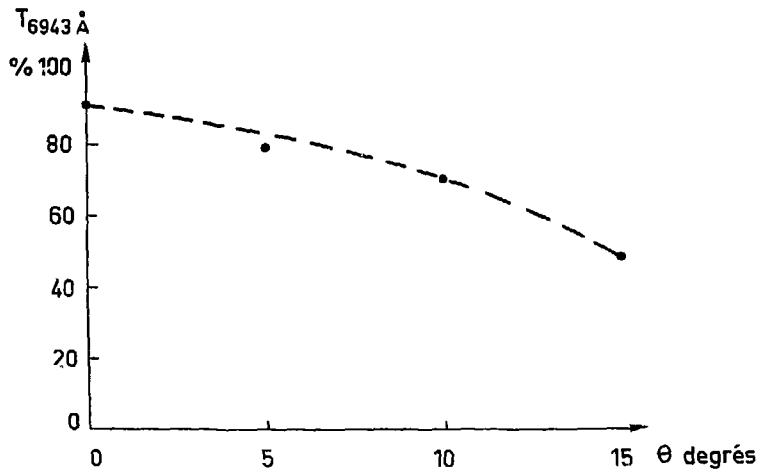


FIG 14 Transmission d'un sélecteur en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$

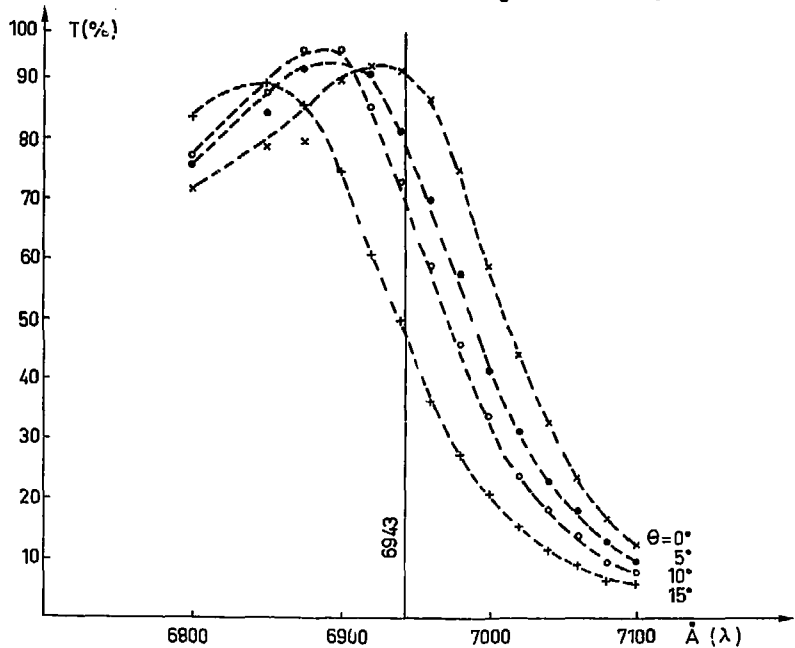


FIG 15. Extension de la source : quelques définitions.

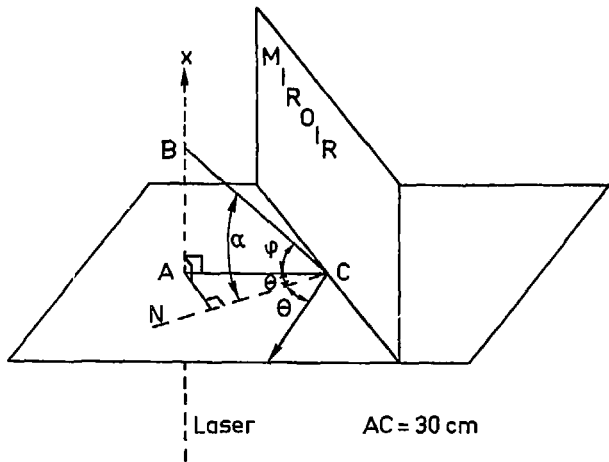


FIG 16. Extension de la source : variation de  $\psi$  et de  $\alpha$   
en fonction de  $x$

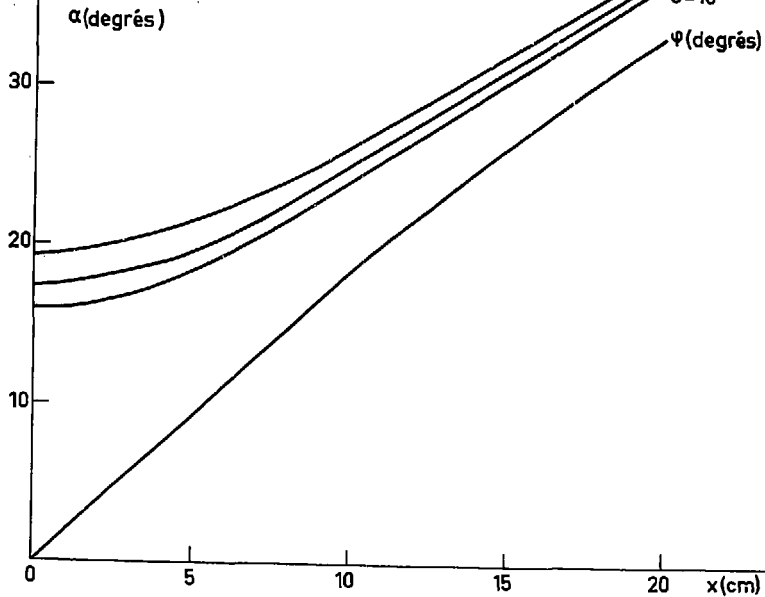


FIG 17. Extension de la source : variation de la longueur d'onde de transparence d'un Intervex I et de la réflexion à 6943 Å le long d'un axe du miroir.

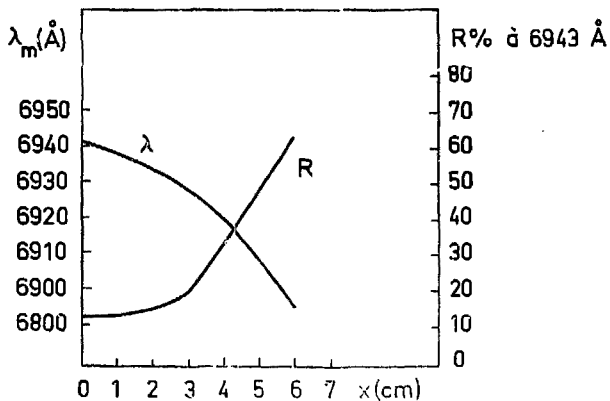


Fig.18 Montage d'essai en faisceaux parallèles pour un spectromètre à filtres

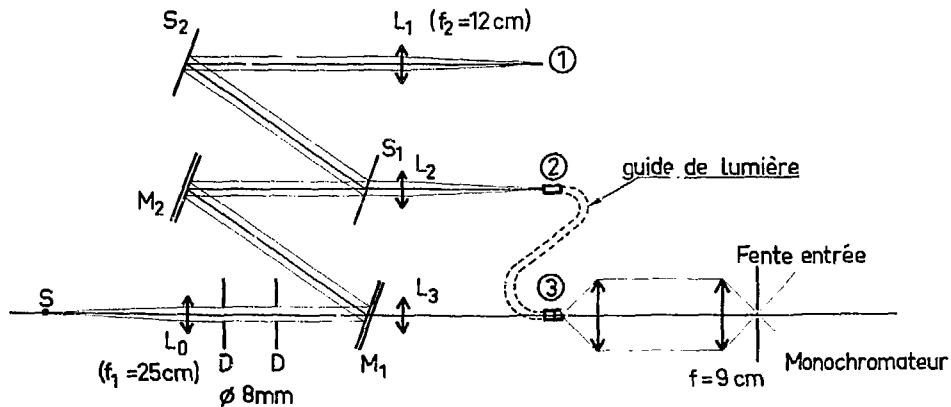


FIG 19. Spectre de réflexion pour le montage d'essai.

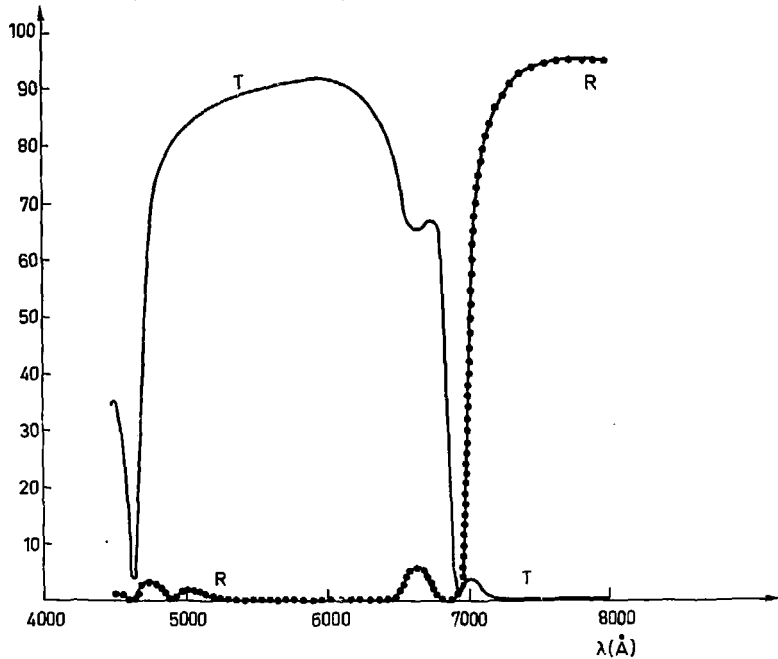
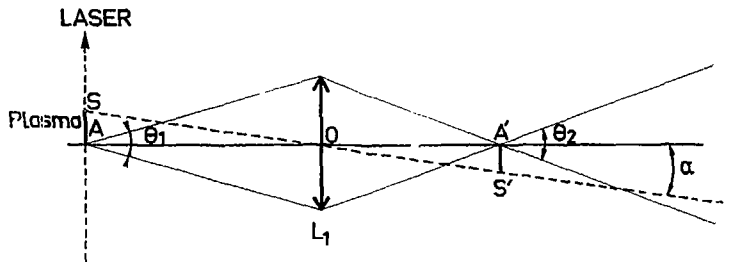


Fig.20 Formation de l'image du plasma à l'entrée du spectromètre



$OA=140\text{cm}$	pour	$AS=1,5\text{cm}$
$OA'=108\text{cm}$		$A'S'=1,1\text{cm}$
$\gamma = -0,77$	ou o	$\alpha = 0,6^\circ$
$\theta_1 = 8,2^\circ$		
$\theta_2 = 10,6^\circ$		

$\overline{20\text{cm}}$   $\left| \begin{array}{l} 10\text{cm} \\ \hline \end{array} \right.$



Fig. 21 Spectromètre à filtres

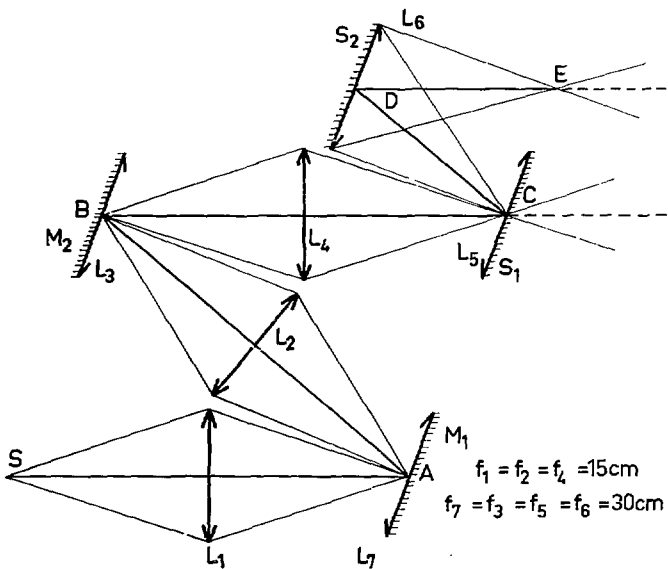


FIG 22 - Spectre de transmission du spectromètre à filtres  
[Fente d'entrée  $2 \times 0,5 \text{ cm}$ ]

