

50376

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

1974

N° d'ordre 445

47

50376

1974

47

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET DES TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ

par

Jean-Claude BURIEZ

*

ETUDE ET RÉALISATION



Spectro - réflectomètre

XUV

*

Soutenue le 5 Mars 1974 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

M. SCHILTZ

Président

M. MONTEL

Rapporteur

M. LANSRAUX

Examinateur



U. E. R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	1
-------------------------------	---

PREMIERE PARTIE :

CHOIX DU MONTAGE

I. - <i>Influence de la divergence du faisceau XUV</i>	2
II. - <i>Utilisation du miroir concave</i>	6

DEUXIEME PARTIE :

THEORIE DU MONTAGE WADSWORTH DECALE

I. - <i>Calcul du chemin optique</i>	13
II. - <i>Conditions de focalisation et aberrations</i>	19
III. - <i>Résolution du montage</i>	26

TROISIEME PARTIE :

REALISATION DU MONTAGE

I. - <i>Détermination des différentes grandeurs.</i>	29
II. - <i>Les différents éléments</i>	33
III. - <i>Les réglages</i>	37
IV. - <i>Premiers résultats</i>	45

<u>CONCLUSION</u>	53
-----------------------------	----

INTRODUCTION

Grâce aux progrès des techniques de l'ultraviole et de la spectroscopie dans l'ultraviolet extrême, les mesures des pouvoirs réflecteurs des couches évaporées sous vide connaissent actuellement un développement important. Ces mesures entraînent des améliorations pratiques et théoriques. Par exemple, elles permettent un meilleur choix des pouvoirs réflecteurs pour les systèmes optiques utilisés avec des longueurs d'onde inférieures à 1050 \AA (coupure de Li F). Un autre exemple est la détermination de constantes optiques diélectriques, qui contribuent à l'étude des propriétés de l'état solide.

La méthode généralement employée pour déterminer ces constantes optiques est basée sur les variations de la réflectance R en fonction de l'angle d'attaque, pour une longueur d'onde donnée. A priori, les appareils utilisés devraient avoir une haute résolution angulaire et une haute résolution spectrale. En fait, les variations de $R(\lambda)$ sont telles que l'emploi d'un spectrographe ou d'un monochromateur possédant une résolution spectrale de quelques dixièmes d'Angströms suffit en général. Par contre, l'influence de la résolution angulaire est très différente selon le domaine de longueurs d'onde, et selon qu'il s'agit d'un matériau brut ou d'une couche mince.

Dans la première partie, nous montrerons que l'erreur relative sur le pouvoir réflecteur, due à la divergence du faisceau incident peut être, dans certains cas, supérieure à 10 % ; il convient alors de réduire la divergence, et si possible, d'éclairer le spécimen à étudier par un faisceau collimaté, pour lequel cette erreur est négligeable.

Le travail de recherche qui nous a été fixé comportant la réalisation d'un spectrographe et non d'un monochromateur, ceci nous a conduit au montage Wadsworth qui présente l'avantage d'avoir, sur une partie du trajet des rayons lumineux, un faisceau polychromatique sensiblement parallèle.

La seconde partie a pour objet la théorie tridimensionnelle de ce montage, que nous avons développée à l'aide du principe de Fermat. Les expressions de la coma, de l'astigmatisme et de la courbure des raies spectrales ont été calculées. On en a déduit, en première approximation, la résolution en longueur d'onde.

Dans la troisième partie, les formules théoriques établies précédemment nous ont guidé dans le choix des caractéristiques du spectrographe et nous ont permis d'évaluer l'influence des erreurs liées à la construction et au réglage des différentes composantes. Cette étude s'achève sur la présentation des premiers spectres obtenus avec le spectrographe que nous avons réalisé.

PREMIERE PARTIE

CHOIX DU MONTAGE



I. - INFLUENCE DE LA DIVERGENCE DU FAISCEAU XUV

Le réseau concave, qui est une composante optique essentielle des appareils permettant l'étude des rayons X mous et de l'ultraviolet lointain, est utilisé soit en incidence normale, soit en incidence tangentielle. Par exemple, POUHEY [1] considère un domaine d'incidence rasante de 20 à 1000 Å, et un domaine d'incidence normale au dessus de 400 Å.

Les limites des longueurs d'onde de la région spectrale XUV sont différentes selon les auteurs. Pour TOUSEY [2], ces limites sont 100 et 2000 Å alors que SAMSON [3] choisit 2 et 1000 Å. Dans cette étude, nous avons adopté 100 et 1000 Å. Cette région spectrale est ainsi comprise dans le domaine de l'incidence tangentielle, et en partie dans celui de l'incidence normale.

Les mesures en incidence normale sont de loin les plus faciles ; c'est pourquoi la majorité des chercheurs déterminent d'abord les réflectances avec un monochromateur à réseau en incidence normale. Ils n'adoptent le monochromateur en incidence rasante que lorsque leurs travaux les conduisent à utiliser de plus courtes longueurs d'onde. A notre connaissance, l'équipe de SAVINOV et coll. [4] serait l'une des rares qui ait travaillé systématiquement en incidence tangentielle.

La nécessité d'utiliser l'incidence tangentielle est liée au fait que, en dessous de 500 Å, le pouvoir réflecteur des miroirs est pratiquement nul dès que l'on s'écarte de l'incidence rasante. C'est dire que, dans ce domaine spectral où les mesures sont effectuées en incidence tangentielle, la variation du pouvoir réflecteur en fonction de l'angle d'attaque est rapide, de sorte que toute imprécision angulaire risque d'entraîner des erreurs importantes sur les courbes de réflectances.

Les réflectomètres [5 à 12] du type le plus répandu comprennent un monochromateur et une enceinte de mesures contenant le spécimen à étudier et le détecteur qui sont liés l'un à l'autre par un mouvement $\theta - 2\theta$. Le spécimen reçoit alors directement le faisceau lumineux divergent issu de la fente de sortie du monochromateur. JENKER [13] limite cette divergence à l'aide d'un diaphragme. UZAN [14] et RUBLOFF [15] placent entre la fente de sortie et le spécimen un miroir torique focalisant. Toutefois,

dans chacun des cas, le but recherché est de faire tomber tout le faisceau sur le détecteur - et, en plus, pour UZAN, de polariser la lumière - mais non d'obtenir un faisceau parallèle.

Les montages dans lesquels les divers rayons lumineux tombent sur le spécimen à étudier sous des angles d'incidence différents présentent pourtant deux sortes d'inconvénients en ce qui concerne la précision angulaire : d'une part, il est difficile de bien repérer l'angle d'incidence ; d'autre part, la mesure effectuée correspond à la moyenne des intensités réfléchies pour différents angles d'incidence. Ces inconvénients n'ont pas la même importance suivant le domaine de longueur d'onde ; c'est pourquoi ils seront considérés pour $\lambda = 190 \text{ \AA}$ et pour $\lambda = 735 \text{ \AA}$.

A. Repérage de l'angle d'incidence :

BURGE et coll. [16] critiquent ce montage classique et proposent un autre type de réflectomètre. Ils relèvent l'exemple décrit par MADDEN et CANFIELD [5] : la précision avec laquelle l'angle d'attaque u est connu, est limitée par construction à $\pm 0,06^\circ$ mais, à cause de la largeur angulaire du faisceau lumineux, l'angle d'attaque moyen n'est connu qu'à environ $\pm 0,2^\circ$.

Cette incertitude angulaire introduit ainsi une imprécision sur le pouvoir réflecteur $R(u)$, que nous avons déterminée en utilisant le formalisme de LEFEVERE et MONTEL [17] :

Le milieu absorbant est caractérisé, pour une longueur d'onde donnée, par sa constante diélectrique relative complexe $\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$, qui peut être reliée aux indices de Drude n_d et k_d par la relation :

$$\hat{\epsilon} = \left(n_d - j k_d \right)^2$$

soit : $\epsilon' = n_d^2 - k_d^2$ et $\epsilon'' = 2n_d k_d$

Dans le cas d'une onde incidente homogène polarisée perpendiculairement ou parallèlement au plan d'incidence, et tombant sur la surface plane du matériau absorbant situé dans le vide, les formules donnant les réflectances sont :

$$R = \hat{r} \cdot \hat{r}^*$$

avec : $\hat{r}_\perp = \frac{\sin u - a + jk}{\sin u + a - jk}$ [17] equ. 79

$\hat{r}_\parallel = \frac{\hat{\epsilon} \sin u - a + jk}{\hat{\epsilon} \sin u + a - jk}$ [17] equ. 80

dans lesquelles :

$$2k^2 = \left[(\epsilon' - \cos^2 u)^2 + \epsilon''^2 \right]^{1/2} + \cos^2 u - \epsilon' \quad [17] \text{ équ. 82}$$

et

$$a = \frac{\epsilon''}{2k} \quad [17] \text{ équ. 85}$$

Ces relations ont été utilisées dans le cas de l'aluminium pour les longueurs d'onde $\lambda = 735 \text{ \AA}$ et $\lambda = 190 \text{ \AA}$, avec les constantes optiques calculées respectivement par MADDEN [18] et par SAVINOV [4] :

$$\lambda = 735 \text{ \AA} \quad n_d = 0,455 \quad k_d = 0,043$$

$$\lambda = 190 \text{ \AA} \quad n_d = 0,9917 \quad k_d = 0,0055$$

Les figures 1a et 2a représentent les courbes $R_{\perp}(u)$ et $R_{\parallel}(u)$ pour chacune de ces longueurs d'onde. Les écarts entre $R(u)$ et $R(u + \Delta u)$, pour $\Delta u = \pm 0,2^\circ$, ont été portés, en valeur relative, sur les figures 1b et 2b (courbes en traits pleins).

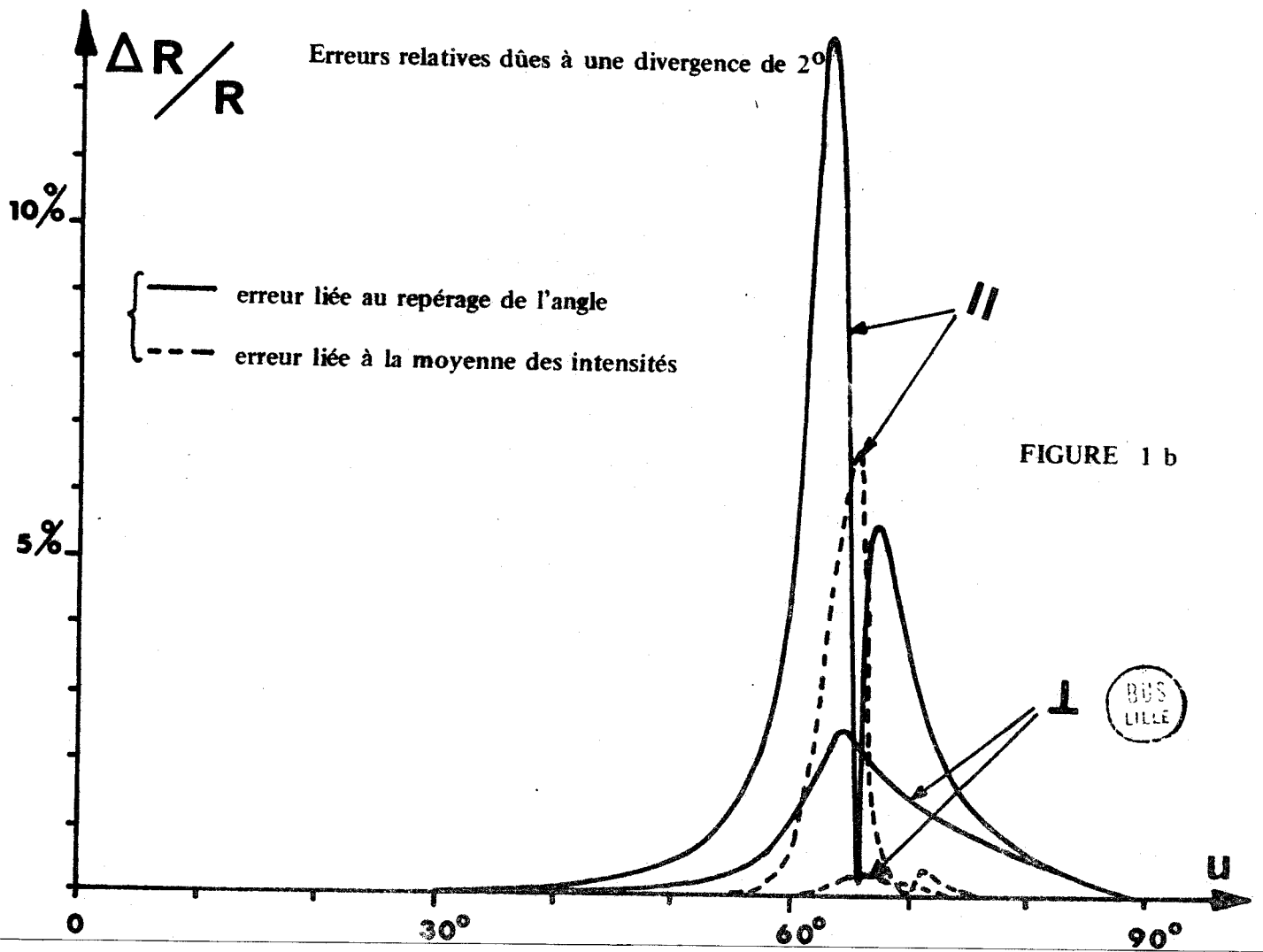
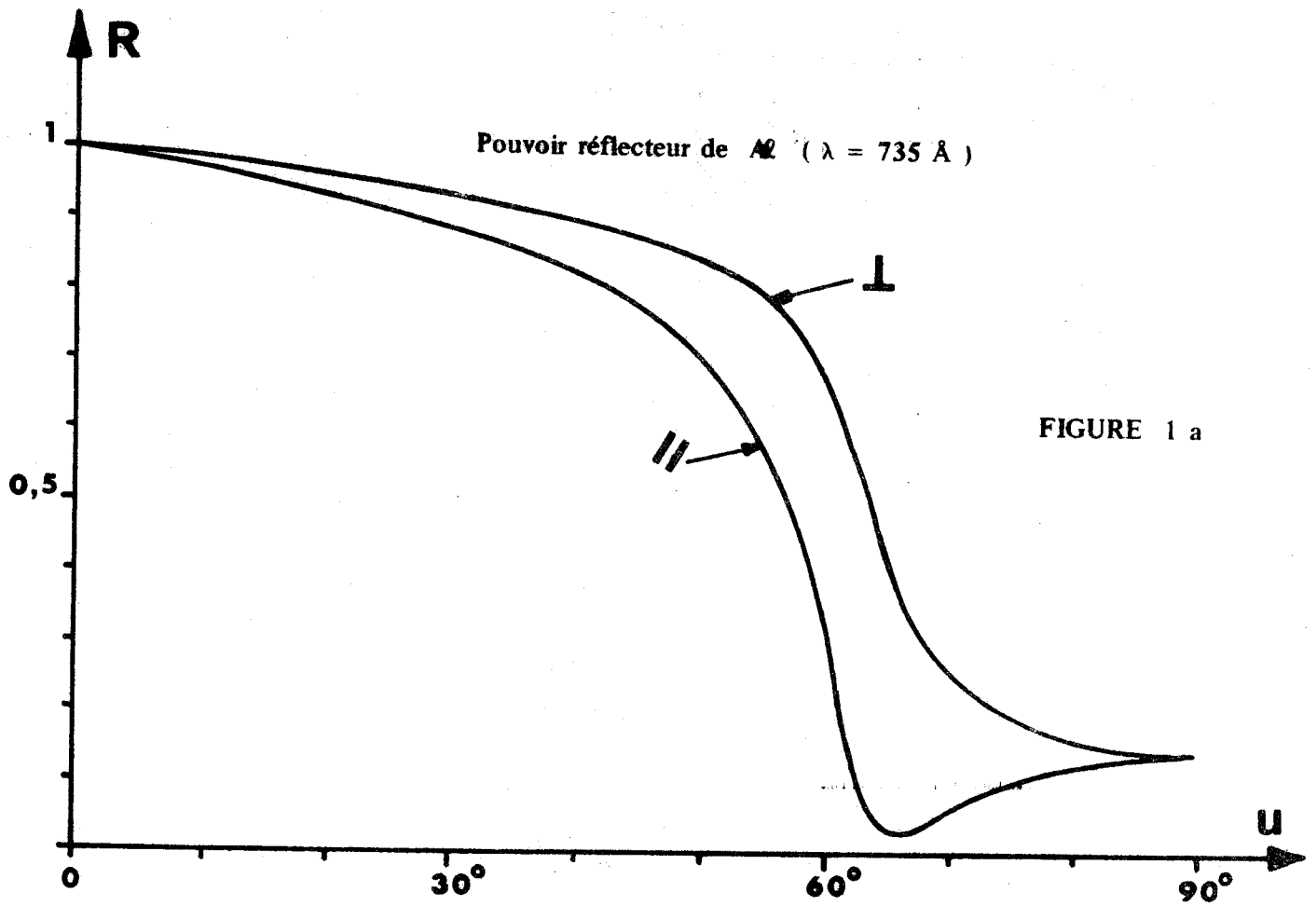
Ces écarts relatifs sont surtout importants au voisinage des points d'inflexion de $R(u)$. Pour la composante parallèle, qui est la mieux adaptée à la détermination des indices optiques [19], l'erreur maximale due à une imprécision angulaire de $\pm 0,2^\circ$ est supérieure à 10 % pour les deux longueurs d'onde. Mais pour $\lambda = 735 \text{ \AA}$, toute une partie des mesures peut être faite avec une erreur négligeable, alors que pour $\lambda = 190 \text{ \AA}$, le pouvoir réflecteur tombant rapidement à une valeur voisine de zéro, l'intervalle angulaire dans lequel des mesures peuvent être effectuées est très restreint et l'erreur minimale est encore de 3 %, ce qui ne peut être négligé par rapport aux autres erreurs, essentiellement liées aux problèmes de détection, et évaluées le plus souvent à 2 ou 3 %.

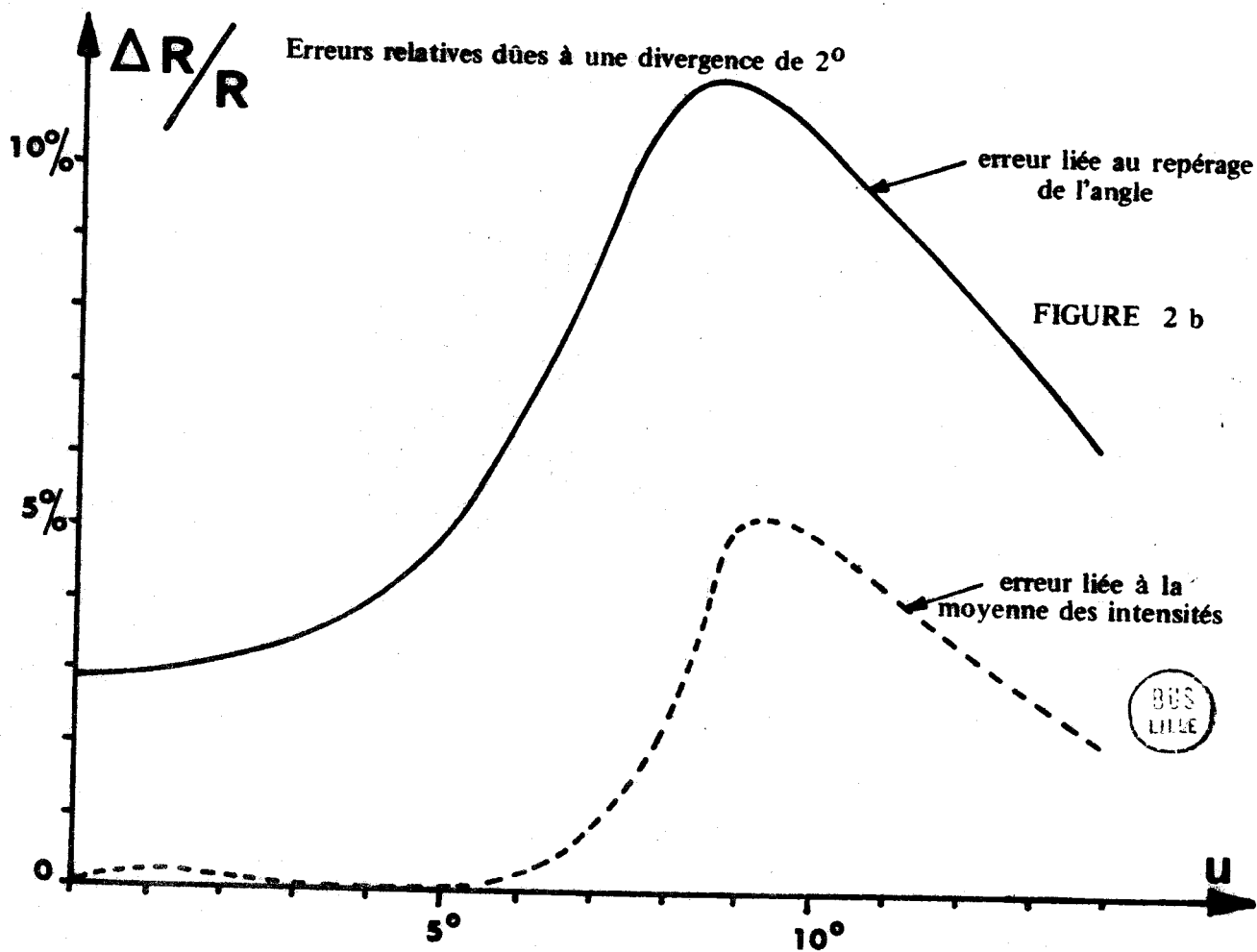
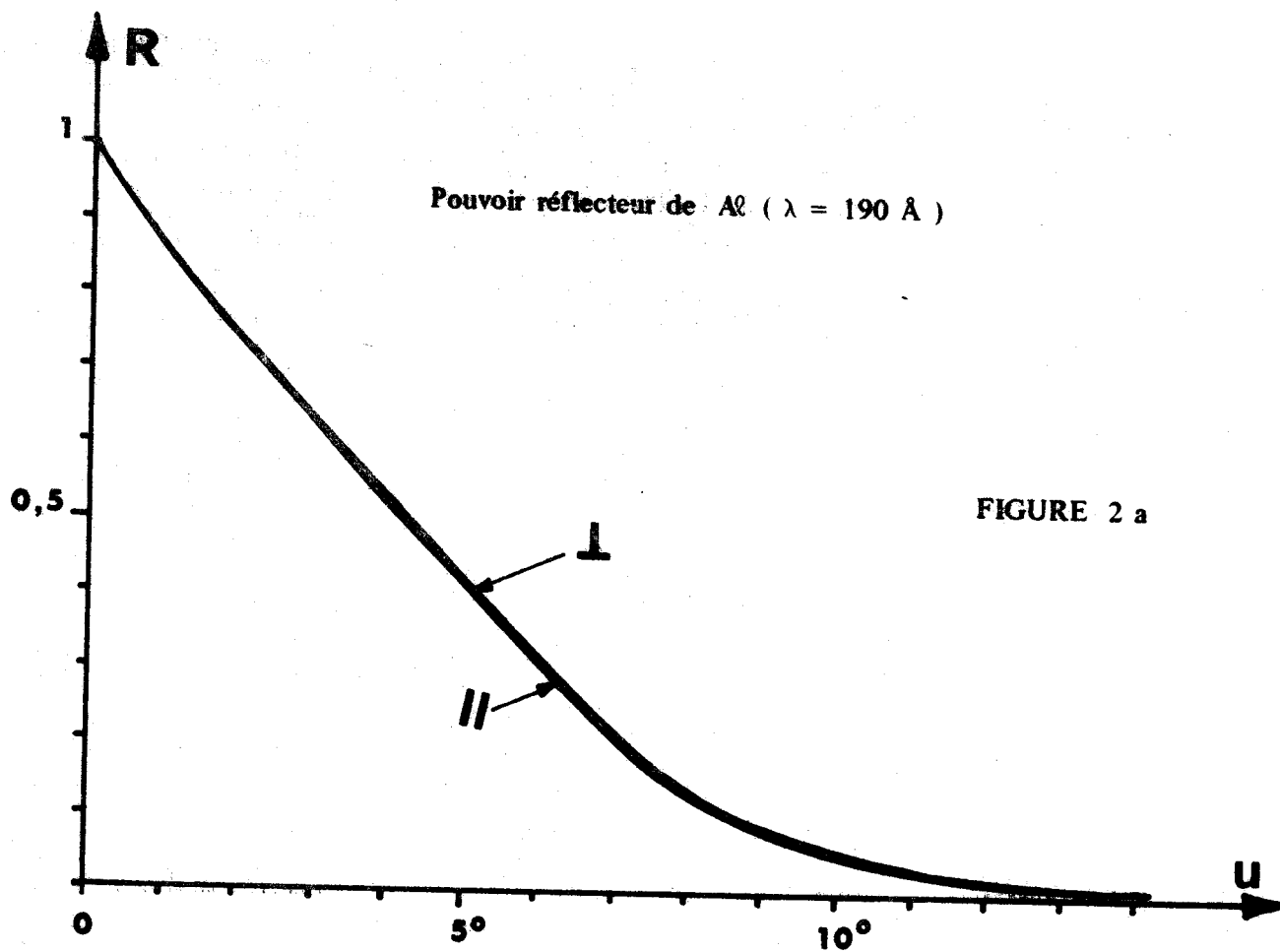
L'erreur est sensiblement proportionnelle à Δu : dans le cas de l'aluminium, pour $\lambda = 190 \text{ \AA}$, le maximum de 11,2 % qui correspond à $\Delta u = \pm 0,2^\circ$, tombe à 3,2 % pour $\Delta u = 0,06^\circ$ (ce qui serait l'erreur du montage de MADDEN et CANFIELD "non divergent") et à moins de 1 % pour $\Delta u = \pm 1'$.

B. Ecart entre le pouvoir réflecteur et la moyenne

Le détecteur ne reçoit pas l'intensité réfléchie $I_R(u)$ mais l'intensité

résultante $\int_{-u+\epsilon}^{u+\epsilon} I_R(v) dv$, où 2ϵ désigne la divergence du faisceau, qui est de





2° dans l'exemple cité [5]. Dans le cas d'une répartition uniforme de lumière, l'erreur due à la divergence du faisceau - sans tenir compte de l'erreur de repérage qui lui est liée - est donc :

$$\left| R(u) - \frac{1}{2\varepsilon} \int_{u-\varepsilon}^{u+\varepsilon} R(v) dv \right|$$

Ce terme a pu être calculé par la méthode d'intégration de SIMPSON [20].

Les courbes en pointillés des figures 1b et 2b représentent les erreurs relatives correspondantes, moins importantes que celles liées au repérage de l'angle mais cependant non négligeables dans certains cas. Elles varient fortement avec la divergence, comme le montre le tableau ci-dessous, concernant les erreurs maximales :

Divergence	$\lambda = 735 \text{ \AA}$	$\lambda = 190 \text{ \AA}$
1°	3,4 %	2,6 %
2°	6,7 %	5,2 %
4°	32 %	20 %

C'est pourtant cette divergence de 4° que prend HUNTER [19] lorsqu'il étudie l'influence des différentes erreurs sur la détermination des indices n et k et signale que le non-parallélisme de la radiation incidente a peu d'influence. En fait, HUNTER ne s'étend pas longuement sur ce sujet ; ses calculs ont été effectués pour des valeurs de n et k aussi arbitraires que celles qui ont été prises comme exemple ici, et surtout il ne considère que deux angles d'attaque : 20° et 70°. Or, si on prend l'exemple de Al ($\lambda = 735 \text{ \AA}$), il se trouve que pour ces deux angles, l'erreur due à la divergence proprement dite est négligeable ; au contraire, au voisinage du minimum de la courbe $R_{//}(u)$, c'est-à-dire pour $u \approx 65^\circ$, l'erreur atteint la valeur déjà indiquée de 32 %.

Si les mesures ne sont effectuées que pour 2 ou 3 angles d'incidence, il n'est pas possible de savoir "a priori" si l'un des points se trouve au voisinage d'un point d'inflexion ou d'un minimum de $R(u)$ et donc de connaître les erreurs éventuellement introduites par la divergence du faisceau. Il faudrait alors faire des mesures pour de nombreux angles d'incidence et éliminer ainsi les valeurs les plus douteuses. Mais ceci présente encore deux inconvénients :

D'une part, dans le cas où la réflectance $R(u)$ atteint rapidement une valeur sensiblement nulle, l'erreur minimale peut être encore non négligeable.

D'autre part, éliminer les cas les plus "douteux" revient à éliminer les cas les plus intéressants, puisque ce sont ceux où $R(u)$ varie le plus. Par analogie, les composantes perpendiculaires introduisent des erreurs liées à la divergence, inférieures - ou au plus égales - à celles introduites par les composantes parallèles ; mais ceci est dû au fait que les variations de $R(u)$ sont plus lentes, d'où il résulte, ainsi que l'a montré HUNTER [19], qu'elles ne permettent pas de déterminer les indices n et k avec une aussi bonne précision.

De plus, il n'a été question jusqu'ici, que de matériau brut et non de couche mince déposée sur un substrat. Or, dans ce cas, les courbes $R(u)$ sont différentes des couches précédemment considérées, essentiellement par le fait qu'elles présentent des oscillations dues aux phénomènes interférentiels ; autrement dit, elles présentent une succession d'extremums et de points d'inflexion - très rapprochés en général pour les courtes longueurs d'onde - pour lesquels les erreurs liées à la divergence du faisceau incident sont importantes.

En conclusion, si l'on ne s'intéresse qu'à l'allure générale des courbes de réflectance, la divergence du faisceau de lumière incidente importe peu. Mais, si l'on désire déterminer avec précision les indices optiques - ce qui est généralement le but des mesures - il importe de réduire cette divergence le plus possible, et ceci, surtout pour les courtes longueurs d'onde et pour les couches minces.

II. - UTILISATION D'UN MIROIR CONCAVE

A. Deux façons de diminuer l'influence de la divergence.

Pour que les divers rayons lumineux ne tombent pas sur le spécimen avec des angles d'incidence différents, il est possible d'agir soit sur le faisceau lumineux soit sur le spécimen, en utilisant dans le premier cas un faisceau sensiblement parallèle et dans le second cas un spécimen concave.

Cette dernière méthode est utilisée notamment par BURGE et coll. [16] pour leur réflectomètre dans lequel la fente de sortie du monochromateur, le miroir sphérique à étudier et le détecteur sont sur le cercle de Rowland de ce miroir. Ce montage, qui a l'avantage de focaliser, sur la partie utile du détecteur, toute la lumière qui s'est réfléchi sur le spécimen sous des angles d'incidence pratiquement identiques, présente toutefois de nombreux inconvénients. Les deux plus importants sont, d'une part, l'impossibilité de mesurer l'intensité incidente, et, d'autre part, le fait que le repé-

rage en translation ayant beaucoup plus d'importance pour un miroir concave que pour un miroir plan, l'erreur angulaire est de l'ordre de $0,4^\circ$.

L'autre méthode consiste à éclairer le miroir plan à étudier à l'aide d'un faisceau de lumière sensiblement parallèle. Pour le domaine XUV, les collimateurs mécaniques [21] peuvent avoir une résolution angulaire d'une fraction de minute d'arc, mais ils se comportent comme des diaphragmes, c'est-à-dire qu'ils éliminent les pincesaux lumineux très divergents sans les collimater. Ils sont d'ailleurs conçus pour des études spatiales ; leur emploi ne semble pas adapté à un réflectomètre, même avec une source formant un faisceau lumineux très intense et peu divergent, tel un synchrotron [22]. L'emploi d'un miroir concave et d'une fente placée sur son cercle focal permet de rendre sensiblement parallèle un faisceau XUV divergent. On peut également collimater le faisceau à l'aide d'un réseau concave, mais un tel montage, qui présente par ailleurs un intérêt pour la spectroscopie de l'ultraviolet lointain [23], serait particulièrement peu commode pour un réflectomètre. Les calculs qui suivent se limitent donc au cas du faisceau réfléchi par un miroir concave.

B. Evaluation du parallélisme du faisceau réfléchi par le miroir sphérique.

Sur la figure 3, un rayon lumineux issu d'un point F d'une fente supposée infiniment fine se réfléchit en M sur le miroir de rayon ρ et de centre de courbure A_0 , sous un angle d'incidence γ_M . Il tombe ensuite en S sur le spécimen plan sous un angle d'incidence i_S . Le rayon moyen $F_0 M_0 S_0$ est situé dans un plan perpendiculaire à la fente et au spécimen, et passant par le point A_0 ; les angles d'incidence correspondant à ce rayon sont γ et i .

Les expressions vectorielles de la réflexion peuvent s'écrire :

$$\frac{\vec{SM}}{|\vec{SM}|} = \frac{\vec{MF}}{|\vec{MF}|} - 2 \frac{\vec{MA}_0}{|\vec{MA}_0|} \cos \gamma_M$$

avec :

$$\cos \gamma_M = \frac{\vec{MF}}{|\vec{MF}|} \cdot \frac{\vec{MA}_0}{|\vec{MA}_0|}$$

Si N est un point situé sur la normale en S au miroir plan, l'angle i_S peut alors être donné par la relation :

$$\cos i_S = \frac{\vec{SM}}{|\vec{SM}|} \cdot \frac{\vec{SN}}{|\vec{SN}|}$$

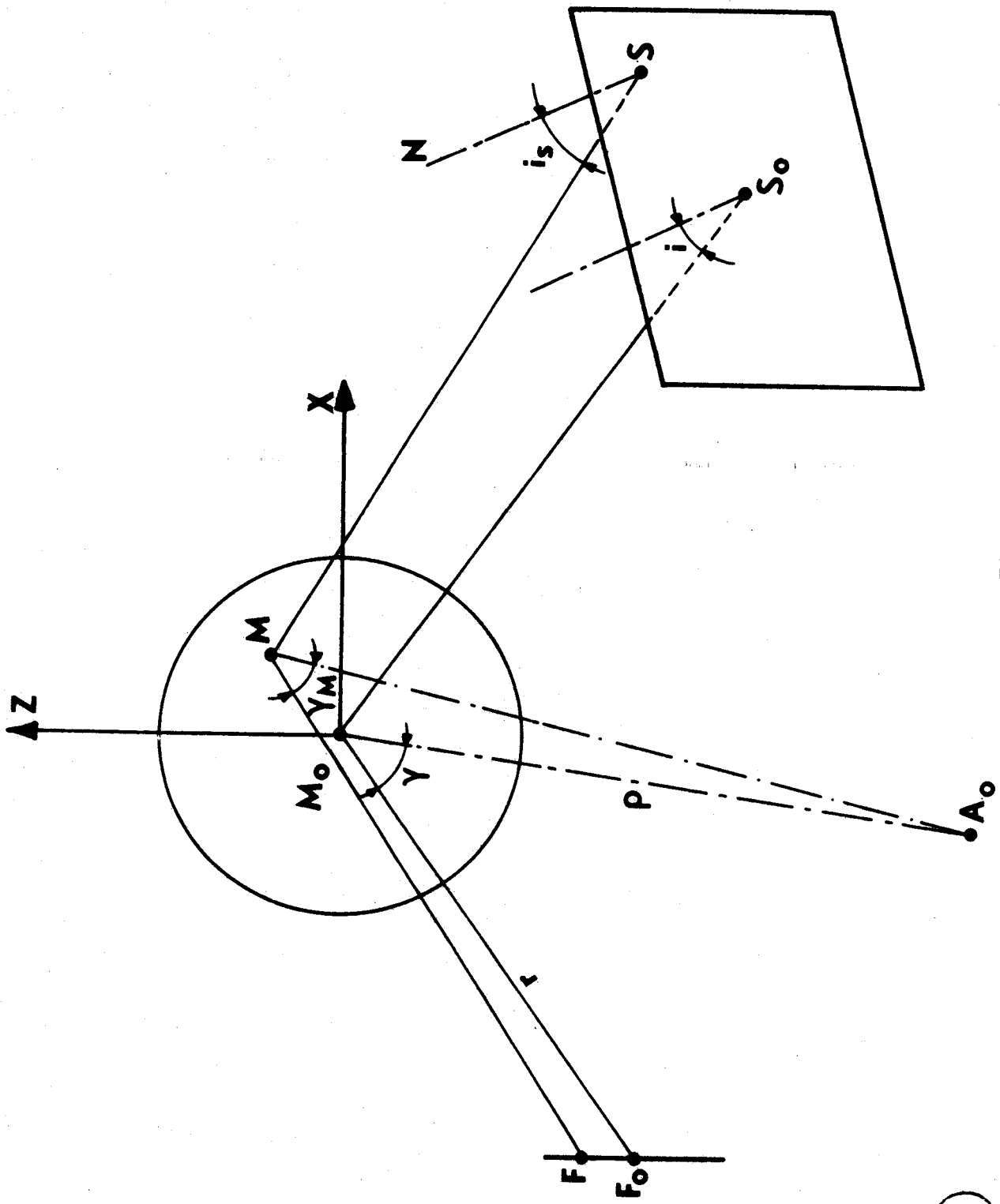


FIGURE 3.



d'où

$$(1.1) \quad \cos i_S = \left[\frac{|\vec{MF}|}{|\vec{MF}|} - 2 \frac{|\vec{MA}_O|}{|\vec{MA}_O|} \left(\frac{|\vec{MF}|}{|\vec{MF}|} \cdot \frac{|\vec{MA}_O|}{|\vec{MA}_O|} \right) \right] \cdot \frac{|\vec{SN}|}{|\vec{SN}|}$$

Le trièdre direct $M_O XYZ$ est défini en prenant $M_O Z$ parallèle à la fente et $M_O Y$ de sens contraire à $M_O A_O$. La distance $\langle F_O M_O \rangle$ sera notée r , et les angles γ et i seront positifs dans le cas de la figure 3 où les normales à chacun des miroirs sont de part et d'autre du rayon moyen.

L'équation de la surface du miroir sphérique permet d'écrire :

$$Y_M = - \frac{(X_M^2 + Z_M^2)}{2\rho}$$

en négligeant, ainsi qu'on le fera par la suite, les termes d'ordres supérieurs.

Les composantes des différents vecteurs dans le repère $M_O XYZ$ s'écrivent alors :

$$\vec{MF} = \left(-r \sin \gamma - X_M, -r \cos \gamma + \frac{X_M^2 + Z_M^2}{2\rho}, Z_F - Z_M \right)$$

$$\vec{MA}_O = \left(-X_M, -\rho + \frac{X_M^2 + Z_M^2}{2\rho}, -Z_M \right)$$

$$\vec{SN} = \left(-|\vec{SN}| \sin(\gamma - i), |\vec{SN}| \cos(\gamma - i), 0 \right)$$

L'équation (1.1) peut ainsi être mise sous la forme :

$$(1.2) \quad \cos i_S = \cos i + X_M \sin i \left(\frac{2}{\rho} - \frac{\cos \gamma}{r} \right) + X_M^2 \left[\sin(\gamma - i) \sin \gamma \left(-\frac{3 \cos^2 \gamma}{2 r^2} + \frac{5 \cos \gamma}{2 r \rho} - \frac{2}{\rho^2} \right) + \cos(\gamma - i) \left(\frac{\cos \gamma (3 \sin^2 \gamma - 1)}{2 r^2} + \frac{5 \cos^2 \gamma - 1}{2 r \rho} - \frac{2 \cos \gamma}{\rho^2} \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + Z_M^2 \left[\sin (\gamma - i) \frac{\sin \gamma}{2r} \left(\frac{\cos \gamma}{\rho} - \frac{1}{r} \right) \right. \\
 & \quad \left. + \cos (\gamma - i) \left(- \frac{\cos \gamma}{2r^2} + \frac{(\cos^2 \gamma + 3)}{2r\rho} - \frac{2 \cos \gamma}{\rho^2} \right) \right] \\
 & + Z_M Z_F \left[\frac{\sin (\gamma - i) \sin \gamma}{r^2} + \frac{\cos (\gamma - i)}{r} \left(\frac{\cos \gamma}{r} - \frac{2}{\rho} \right) \right] \\
 & - \frac{Z_F^2}{2r^2} \cos i + \text{termes du 3}^{\text{ème}} \text{ ordre}
 \end{aligned}$$

On retrouve le résultat bien connu : pour avoir l'angle i_S peu différent de l'angle i , il faut placer la fente sur le cercle focal du miroir concave ; avec cette condition $r = \frac{\rho \cos \gamma}{2}$, la relation (1.2) devient :

$$\begin{aligned}
 (1.3) \quad \cos i_S &= \cos i + \frac{3 X_M^2}{\rho^2} \operatorname{tg} \gamma \sin i \\
 & + \frac{Z_M^2}{\rho^2} \operatorname{tg} \gamma \left[\sin \gamma \cos (\gamma - i) - \frac{(1 + \sin^2 \gamma)}{\cos \gamma} \sin (\gamma - i) \right] \\
 & + \frac{4 Z_M Z_F}{\rho^2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \gamma \sin (\gamma - i)}{\cos \gamma} - \frac{2 Z_F^2 \cos i}{\rho^2 \cos^2 \gamma} \\
 & + \text{termes du 3}^{\text{ème}} \text{ ordre}
 \end{aligned}$$

Soit $\epsilon = i - i_S$

Lorsque i est grand par rapport à ϵ - ce qui est presque toujours le cas - on a la relation :

$$\varepsilon \approx \frac{\cos i_S - \cos i}{\sin i}$$

$$(1.4) \quad \varepsilon = \frac{1}{\rho^2} \left[3 X_M^2 \operatorname{tg} \gamma + \frac{Z_M^2 \operatorname{tg} \gamma}{\sin i} \left[\sin \gamma \cos (\gamma - i) - \frac{(1 + \sin^2 \gamma)}{\cos \gamma} \sin (\gamma - i) \right] \right. \\ \left. + 4 Z_M Z_F \frac{\operatorname{tg} \gamma \sin (\gamma - i)}{\sin i \cos \gamma} - \frac{2 Z_F^2}{\operatorname{tg} i \cos^2 \gamma} \right] \\ + \text{termes du 3}^{\text{ème}} \text{ ordre....}$$

Dans le cas particulier où l'angle d'incidence i est nul, on aura au contraire :

$$\varepsilon^2 \approx 2 (1 - \cos i_S)$$

$$(1.5) \quad |\varepsilon| = \frac{2}{\rho \cos \gamma} \left(Z_M \sin^2 \gamma - Z_F \right) + \text{termes du 2}^{\text{ème}} \text{ ordre}$$

Les applications numériques des relations (1.4) et (1.5) ont été faites dans le cas d'un miroir sphérique de 3 mètres de rayon de courbure, et dont les dimensions sont 2cm x 2cm, éclairé par une fente de 1cm de hauteur sous une incidence $\gamma = 80^\circ$ (ce qui correspond au montage décrit dans la troisième partie).

i	-90°	-60°	-30°	-10°	0°	$+10^\circ$	$+30^\circ$	$+60^\circ$	$+90^\circ$
ε_1 (mrd)	1,6	1,4	3,3	9,5	57	8,1	2,4	0,6	0,5
ε_2 (mrd)	0,5	0,5	0,9	2,3	27	1,7	0,5	0,2	0,3

L'écart ε_1 correspond à l'écart maximal $|i - i_S|$ dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour X_M variant de -1 à $+1$ cm, Z_M de -1 à $+1$ cm et Z_F de $-0,5$ à $+0,5$ cm. Les conditions, bien que très nettement exagérées, donnent des écarts peu importants sauf pour les angles d'incidence petits - mais ceux-ci ont une faible importance dans le domaine XUV - Elle montrent aussi qu'il y a un léger avantage à utiliser un montage de type parallèle ($i > 0$, les normales aux miroirs sphé-

rique et plan sont de part et d'autre du rayon moyen) plutôt qu'un montage de type antiparallèle ($i < 0$).

L'écart ϵ_2 correspond à l'écart angulaire maximal dans un cas plus proche de la réalité où les grandeurs Z_F et Z_M ne sont pas indépendantes, la source supposée ponctuelle étant placée à 10 cm en arrière de la fente (cf. troisième partie - montage avec la source BRV). La plupart des mesures pourront alors être effectuées avec une "divergence" de 1 ou 2 minutes d'arc, qui ne sera donc pas gênante pour la mesure des pouvoirs réflecteurs.

C. Le montage choisi :

Le montage le plus simple tenant compte de l'influence de la divergence d'un faisceau XUV, consiste à placer un miroir concave à la sortie d'un monochromateur ; le faisceau de lumière sensiblement parallèle se réfléchit alors sur un spécimen plan ; il tombe ensuite sur un détecteur photoélectrique. Un tel réflectomètre correspond à peu près à celui de GILLETTE et KENYON [24].

Pour des motifs essentiellement financiers, nous n'avons pu disposer d'un de ces détecteurs couramment utilisés dans ce genre de recherche. Nous avons dû nous contenter d'un film photographique. C'est pourquoi le travail de recherche qui nous a été fixé, comportait la réalisation d'un spectrographe plutôt que d'un monochromateur, afin d'avoir certains avantages que procure l'émulsion, faute d'avoir ceux du détecteur. Ce dernier ne nécessite pas une rupture du vide dans l'enceinte de mesures et permet une exploitation plus rapide et généralement plus précise du signal. Par contre, l'émulsion photographique est plus efficace pour l'étude simultanée d'une large région spectrale [25]. Notons d'ailleurs que des mesures effectuées dans le domaine 100 - 1000 Å à la fois en détection photoélectrique et photographique montrent que les films photographiques présentent un intérêt propre [26].

Le miroir concave et le spécimen plan ne sont donc pas placés après le réseau de diffraction mais avant. Celui-ci est donc éclairé par un faisceau de lumière sensiblement parallèle. Il focalisera la lumière sur le film photographique à condition d'être concave. Un tel montage est du type Wadsworth.

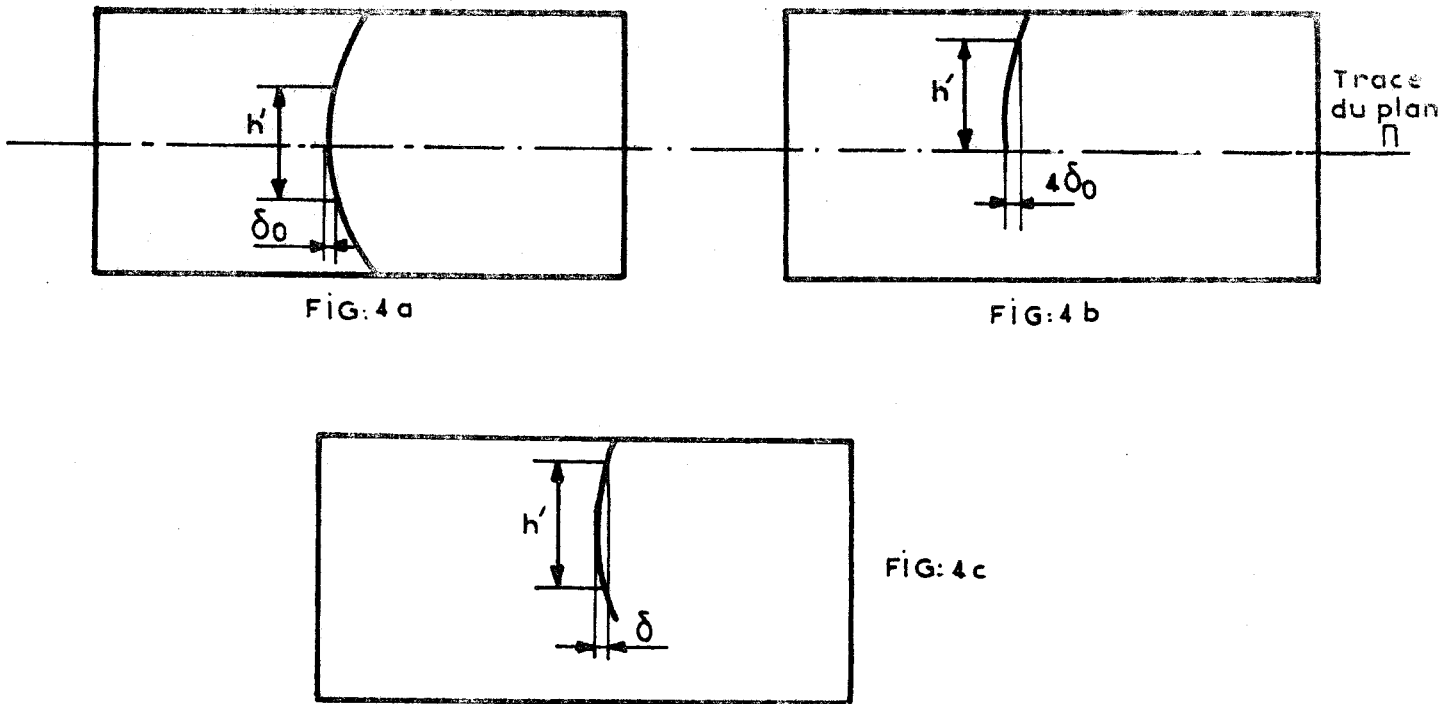
DEUXIEME PARTIETHEORIE DU MONTAGE WADSWORTH DECALE
-----INTRODUCTION

Le montage Wadsworth [27] original ne comportait qu'un réseau concave éclairé par un faisceau de lumière parallèle. Il avait comme particularité remarquable une image stigmatique sur la normale au réseau. BEUTLER [28] en fit la théorie tridimensionnelle en 1945, et suggéra, par un raisonnement qualitatif, que les aberrations du réseau pourraient être compensées partiellement par celles d'un miroir concave, ce qui revient à renoncer au strict parallélisme du faisceau. ROSENDAHL [29], en établissant les formules de tracés de rayons pour un système de miroirs et de réseaux, confirma cette idée, mais n'utilisa le montage Wadsworth que pour vérifier ses formules. SEYA et NAMIOKA [30], [31], décrivent le moyen d'éliminer le terme de coma pour une longueur d'onde choisie dans un système miroir-réseau, mais se limitèrent à une théorie bidimensionnelle.

Nous avons déjà développé ailleurs [32] la théorie tridimensionnelle du montage comportant un réseau concave éclairé en lumière sensiblement parallèle au moyen d'un miroir sphérique, dans le cas où tous les éléments possèdent un même plan de symétrie. Outre l'astigmatisme qui est important en incidence tangentielle, nous avons exprimé l'influence des différentes aberrations en fonction de la largeur du réseau (l) et des hauteurs de la fente d'entrée (h) et de la partie utilisée du spectre (h').

Dans le montage que nous avons réalisé, le faisceau parallèle issu du miroir concave est séparé à mi-hauteur en deux faisceaux : le premier permet de mesurer l'intensité réfléchie par le spécimen plan à étudier et, le second l'intensité incidente. Ceci nous a amené à étudier le cas où tous les éléments du montage ne possèdent plus un même plan de symétrie.

Considérons le cas où la fente d'entrée, le miroir sphérique et le réseau possèdent le même plan de symétrie (π). La figure 4a représentant le film photographique est remplacée, lorsque le faisceau parallèle est séparé à mi-hauteur, par la figure (4b) ou son symétrique. Si la principale aberration est la courbure astigmatique (lorsqu'on utilise un trou source pour une longueur d'onde telle que le terme de coma pure s'annule), l'écart δ_0 est alors remplacé par un écart $4\delta_0$, celui-ci étant proportionnel au carré de la hauteur.



Considérons maintenant le cas où le réseau est décalé de telle sorte que le plan perpendiculaire aux traits du réseau, passant par son sommet, ne soit plus confondu avec le plan défini par le milieu de la fente d'entrée, le centre de courbure et le sommet du miroir concave, mais décalé d'une distance ζ par rapport à celui-ci. Dans ces conditions, le spectre sera lui aussi décalé et on peut espérer en utiliser une partie plus intéressante (fig. 4c. au lieu de 4b.) telle que l'écart δ soit équivalent à δ_0 .

Nous avons donc repris nos calculs en les généralisant au cas de ce "montage décalé". Nous avons choisi la méthode classique d'application du principe de Fermat ; les formules de Rosendahl outre qu'elles ne donnent pas l'expression de la courbure des raies, ne sont valables que "si tous les centres importants appartiennent à un même plan".

I. - CALCUL DU CHEMIN OPTIQUE

Sur la figure 5, un rayon lumineux, issu d'un point F d'une fente supposée infiniment fine et parallèle aux traits du réseau, est réfléchi en M sur le miroir sphérique de rayon de courbure ρ , tombe en G sur le réseau de rayon de courbure R et est focalisé en P sur un film photographique. Le plan défini par F_0 milieu de la fente, par M_0 et A_0 respectivement sommet et centre de courbure du miroir sphérique, est parallèle au plan perpendiculaire aux traits du réseau et passant par son sommet G_0 - Les projections orthogonales de P et de M_0 sur ce plan sont respectivement P_0 et N_0 - Les deux plans sont distants de ζ .

On définit les trièdres directs $G_0 xyz$ en prenant $G_0 z$ parallèle aux

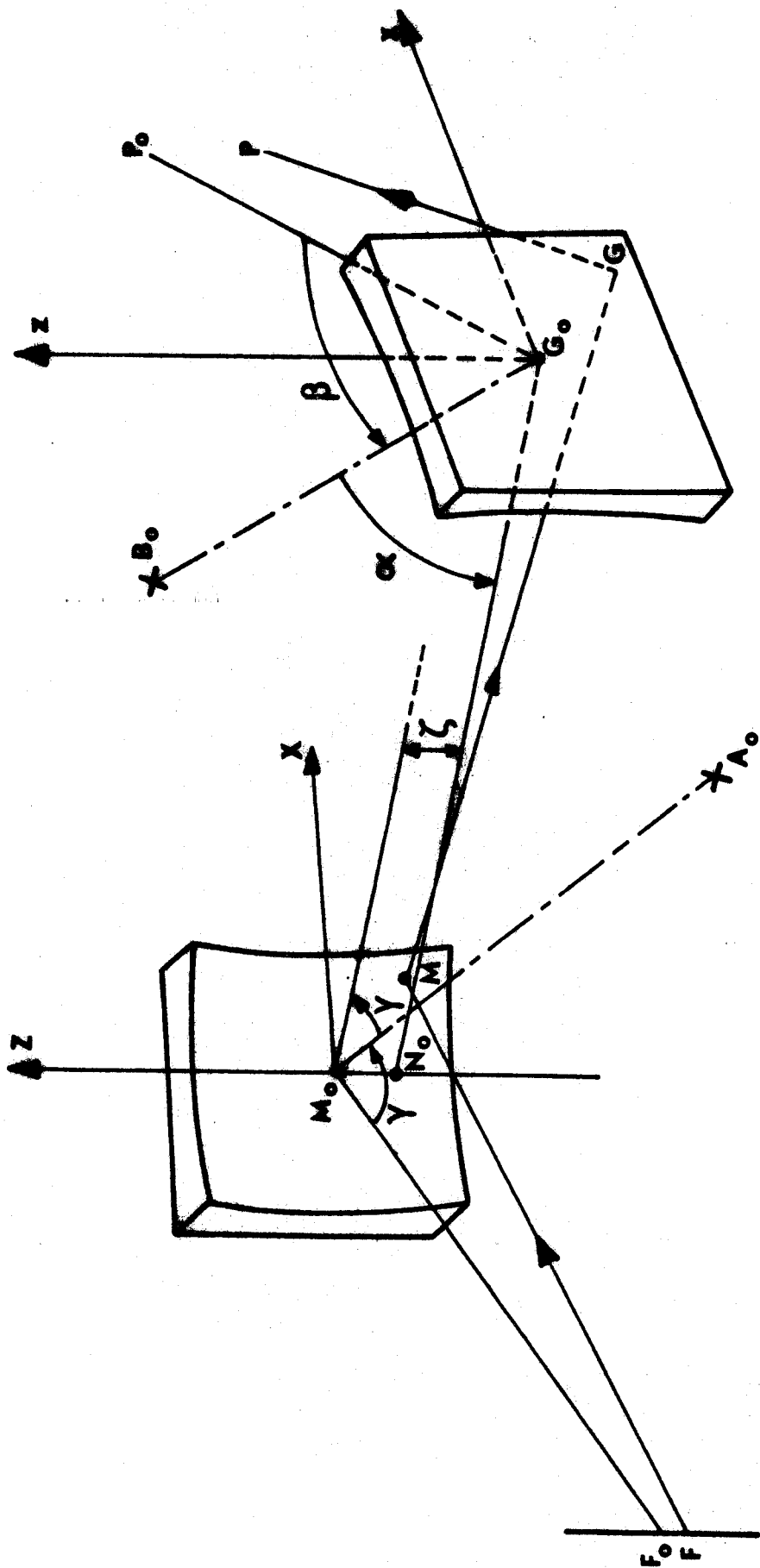


FIGURE 5.

traits du réseau et $G_o y$ dirigé vers B_o , centre de courbure du réseau, et $M_o XYZ$ en prenant $M_o Z$ parallèle à $G_o z$ et $M_o Y$ de sens contraire à $M_o A_o$. Les angles $\alpha = \left(\overrightarrow{G_o R_o}, \overrightarrow{G_o N_o} \right)$, $\beta = \left(\overrightarrow{G_o P_o}, \overrightarrow{G_o B_o} \right)$ et $\gamma = \left(\overrightarrow{M_o F_o}, \overrightarrow{M_o A_o} \right)$ sont choisis positifs dans le sens trigonométrique, l'observateur étant dirigé suivant l'axe $G_o z$ ou $M_o Z$. Les segments $\langle F_o M_o \rangle$, $\langle N_o G_o \rangle$ et $\langle G_o P_o \rangle$ que l'on notera respectivement r , d et r' sont positifs dans le sens de parcours de la lumière.

Pour un rayon lumineux quelconque $F M G P$, le chemin optique est exprimé par [28] :

$$(2.1) \quad \mathcal{F} = \langle FM \rangle + \langle MG \rangle + \langle GP \rangle - kn\lambda x_G$$

k étant l'ordre d'interférence et n le nombre de traits du réseau par unité de longueur.

$$(2.2a) \quad \langle FM \rangle^2 = (x_M - x_F)^2 + (y_M - y_F)^2 + (z_M - z_F)^2$$

$$(2.2b) \quad \langle MG \rangle^2 = (x_G - x_M)^2 + (y_G - y_M)^2 + (z_G - z_M)^2$$

$$(2.2c) \quad \langle GP \rangle^2 = (x_P - x_G)^2 + (y_P - y_G)^2 + (z_P - z_G)^2$$

L'équation de la surface du miroir et celle de la surface du réseau peuvent s'écrire :

$$(2.3.) \quad y_M = - \left(\frac{x_M^2 + z_M^2}{2\rho} \right) + O(4)$$

et

$$(2.4) \quad y_G = \frac{x_G^2 + z_G^2}{2k} + O(4)$$

en représentant par $O(m)$ les termes d'ordre supérieur ou égal à m .

Les coordonnées dans les trièdres $G_o xyz$ et $M_o XYZ$ sont liées par la relation matricielle :

$$(2.5) \quad \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha - \gamma) & -\sin(\alpha - \gamma) & 0 \\ \sin(\alpha - \gamma) & \cos(\alpha - \gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -d \sin \alpha \\ d \cos \alpha \\ \zeta \end{pmatrix}$$

En utilisant les notations du début correspondant à la figure 5, ainsi que les relations (2.3), (2.4) et (2.5), les équations (2.2a), (2.2b) et (2.2c) deviennent respectivement :

$$(2.6a) \quad \langle FM \rangle^2 = r^2 + 2 X_M r \sin \gamma + X_M^2 \left(1 - \frac{r \cos \gamma}{\rho} \right) + Z_M^2 \left(1 - \frac{r \cos \gamma}{\rho} \right) \\ - 2 Z_F Z_M + O(4)$$

$$(2.6b) \quad \langle MG \rangle^2 = d^2 + 2 x_G d \sin \alpha - 2 X_M d \sin \gamma + x_G^2 \left(1 - \frac{d \cos \alpha}{R} \right) \\ + X_M^2 \left(1 - \frac{d \cos \gamma}{\rho} \right) - 2 x_G X_M \cos(\alpha - \gamma) + z_G^2 \left(1 - \frac{d \cos \alpha}{R} \right) \\ + 2 z_M \zeta + \zeta^2 + Z_M^2 \left(1 - \frac{d \cos \gamma}{\rho} \right) - 2 z_G Z_M \\ - 2 z_G \zeta - x_G X_M^2 \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\rho} - X_M x_G^2 \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{R} \\ - x_G Z_M^2 \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\rho} - X_M z_G^2 \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{R} + O(4)$$

$$(2.6c) \quad \langle GP \rangle^2 = r'^2 - 2 x_G r' \sin \beta + x_G^2 \left(1 - \frac{r' \cos \beta}{R} \right) \\ + z_G^2 \left(1 - \frac{r' \cos \beta}{R} \right) + z_P^2 - 2 z_G z_P + O(4)$$

Dans un but de simplification d'écriture, on posera :

$$(2.7a) \quad d \left(\frac{1}{r} - \frac{2 \cos \gamma}{\rho} + \frac{1}{d} \right) = H$$

$$(2.7b) \quad d \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} + \frac{1}{d} \right) = K$$

$$(2.7c) \quad \frac{d \left(\frac{\sin \gamma \cos \alpha}{r \cos \gamma} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \gamma}{\rho} \right) + \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{d^2 \cos \gamma} \right)}{\frac{1}{r} - \frac{2 \cos \gamma}{\rho} + \frac{1}{d}} = B$$

$$(2.7d) \quad \frac{d \left(\frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{d^2 \cos \gamma} \right)}{\frac{1}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} + \frac{1}{d}} = S$$

$$(2.7e) \quad \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\cos \gamma} = T$$

où H, K, B, S, T sont des quantités sans dimension.

En utilisant les développements en série des racines carrées des relations (2.6a), (2.6b) et (2.6c), l'expression (2.1) du chemin optique peut alors être mise sous la forme :

$$(2.8) \quad \mathcal{F} = r + d + r' + x_G (\sin \alpha - \sin \beta - kn\lambda) \\ + \frac{X_M^2}{2} \cos \gamma \left(\frac{\cos \gamma}{r} - \frac{2}{\rho} \right) + \frac{1}{2d} (X_M \cos \gamma - x_G \cos \alpha)^2 \\ + \frac{x_G^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} \right) \\ + \frac{H}{2d} \left(Z_M - \frac{Z_F d}{rH} - \frac{z_G}{H} + \frac{\zeta}{H} \right)^2 + \frac{Z_F^2}{2r} \left(1 - \frac{d}{rH} \right) \\ - \frac{Z_F z_G}{rH} + \frac{z_G^2 (HK - 1)}{2d H} - \frac{z_G z_P}{r'} + \frac{z_P^2}{2r'} \\ + \frac{Z_F \zeta}{rH} - \frac{z_G \zeta}{dH} (H - 1) + \frac{\zeta^2 (H - 1)}{2d H} \\ + \text{termes du troisième ordre} + O(4)$$

D'après le principe de Fermat, non seulement le chemin optique entre F et P est stationnaire, mais les chemins optiques entre F et G et entre M et P le sont également :

$$(2.9a, b, c, d) \quad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x_M} = 0 ; \quad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial z_M} = 0 ;$$

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x_G} = 0 ; \quad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial z_G} = 0 ;$$

La relation (2.9a) donne à partir de l'expression (2.8) :

$$0 = X_M \cos \gamma \left(\frac{\cos \gamma}{r} - \frac{2}{\rho} \right) + \frac{\cos \gamma}{d} \left(X_M \cos \gamma - x_G \cos \alpha \right) + 0(2)$$

On s'impose de mettre le milieu de la fente sur le cercle focal du miroir concave :

$$(2.10) \quad r = \frac{\rho \cos \gamma}{2}$$

et on aura donc :

$$(2.11) \quad X_M \cos \gamma - x_G \cos \alpha = 0(2)$$

ce qui correspond bien à un faisceau sensiblement parallèle.

De la même façon, la relation (2.9b) donne :

$$(2.12) \quad 0 = \frac{H}{d} \left(Z_M - \frac{Z_F d}{rH} - \frac{z_G}{H} + \frac{\zeta}{H} \right) + 0(2)$$

Les relations (2.11) et (2.12) permettent de négliger les termes en :

$$(X_M \cos \gamma - x_G \cos \alpha)^2 \quad \text{et} \quad \left(Z_M - \frac{Z_F d}{rH} - \frac{z_G}{H} + \frac{\zeta}{H} \right)^2$$

et de poser :

$$X_M = x_G \frac{\cos \alpha}{\cos \gamma} \quad \text{et} \quad Z_M = \frac{Z_F d}{rH} + \frac{z_G}{H} - \frac{\zeta}{H}$$

pour les termes du troisième ordre. En tenant compte, de plus, de la relation (2.10), l'expression (2.8) du chemin optique peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}
 (2.13) \quad \mathcal{F} &= r + d + r' + x_G (\sin \alpha - \sin \beta - kn\lambda) \\
 &+ \frac{x_G^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} \right) \\
 &+ \frac{(HK-1)}{2dH} \left(z_G - \frac{z_F d}{r(HK-1)} - \frac{z_P dH}{r'(HK-1)} - \frac{\zeta(H-1)}{(HK-1)} \right)^2 \\
 &+ \frac{z_F^2}{2r} \left(1 - \frac{Kd}{r(HK-1)} \right) - \frac{z_F z_P d}{rr'(HK-1)} \\
 &+ \frac{z_P^2}{2r'} \left(1 - \frac{Hd}{r'(HK-1)} \right) + \frac{z_F \zeta(K-1)}{r(HK-1)} \\
 &+ \frac{z_P \zeta(H-1)}{r'(HK-1)} + \frac{\zeta^2 (H-1) (K-1)}{2d (HK-1)} \\
 &+ \frac{x_G^3}{2} \left[- \frac{\sin \gamma \cos^3 \alpha}{r \cos^2 \gamma} \left(\frac{\cos \gamma}{r} - \frac{1}{\rho} \right) + \frac{\sin \beta \cos \beta}{r'} \left(\frac{\cos \beta}{r'} - \frac{1}{R} \right) \right] \\
 &+ \frac{x_G z_F^2}{r^2} \left[\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha \left(\frac{d}{Hr} - \frac{1}{2} \right) - \frac{B}{2H} \right] \\
 &+ \frac{x_G z_F (z_G - \zeta)}{rH} \left(\frac{\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha}{r} + \frac{T - B}{d} \right) \\
 &+ \frac{x_G z_G^2}{2 d^2 H} (2T - B + SHK) \\
 &+ \frac{x_G z_P^2}{2 d^2 H} (2T - B + SHK) \\
 &+ \frac{x_G \zeta}{d^2 H} \left(z_G - \frac{\zeta}{2} \right) \left(B + (H-2) T \right) \\
 &- \frac{x_G z_G z_P \sin \beta}{r'^2} + \frac{x_G z_P^2 \sin \beta}{2r'^2} + o(4)
 \end{aligned}$$

II. - CONDITIONS DE FOCALISATION ET ABERRATIONS

Si nous appliquons à nouveau le principe de Fermat (2.9c, d), à partir de (2.13), nous obtenons les relations :

$$(2.14) \quad 0 = \sin \alpha - \sin \beta - kn\lambda + x_G \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} \right) + 0(2)$$

$$(2.15) \quad 0 = \frac{(HK-1)}{dH} \left(z_G - \frac{z_F d}{r(HK-1)} - \frac{z_P dH}{r'(HK-1)} - \frac{\zeta(H-1)}{(HK-1)} \right) + 0(2)$$

Pour avoir une image parfaite, il faudrait que ces deux conditions soient vérifiées indépendamment de x_G et z_G , ce qui est impossible. On choisit alors la distance r' de sorte que la focalisation tangentielle - celle qui nous intéresse le plus - soit la meilleure possible. On retrouve ainsi à partir de (2.14) la focale calculée par BEUTLER ([28] équ. 85).

$$(2.16) \quad r' = \frac{R \cos^2 \beta}{\cos \alpha + \cos \beta}$$

Voyons, dans ces conditions, l'importance des différentes aberrations :

A) - Astigmatisme

A l'aide de l'équation (2.15) on peut écrire, en se limitant au premier ordre :

$$(2.17) \quad z_P = z_G \frac{r'(HK-1)}{dH} - \frac{z_F r'}{rH} - \frac{\zeta r'(H-1)}{dH}$$

Pour que le montage soit stigmatique, il faudrait que HK soit égal à 1 ; d'où, en remplaçant H et K par leurs valeurs (2.7a et b) :

$$d^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{2 \cos \gamma}{\rho} + \frac{1}{d} \right) \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} + \frac{1}{d} \right) = 1$$

Si l'on s'impose la condition (2.16), il faudrait avoir la source à une distance r_S du centre du miroir telle que :

$$(2.18) \quad r_S = \frac{\rho}{2 \cos \gamma - \left[d + \frac{R}{\text{tg}^2 \beta (\cos \alpha + \cos \beta)} \right]}$$

Si la source et la fente sont confondues, le montage est en pratique toujours astigmatique, la relation (2.18) étant incompatible avec la relation (2.10) même dans le cas où $\beta = 0$ car l'angle γ peut difficilement prendre la valeur zéro.

La valeur de z_P donnée par (2.17) en fonction de z_G peut aussi être exprimée en fonction de Z_M , à l'aide de l'équation (2.12) :

$$z_P = \frac{r'(HK-1)}{d} Z_M - \frac{r'}{r} H Z_F + \frac{r'(K-1)}{d} \zeta$$

Ainsi, un faisceau lumineux d'ouverture ϕ issu d'une source ponctuelle donne une image astigmatique de hauteur H'_W :

$$(2.19a) \quad H'_W = \phi \frac{rr'(HK-1)}{d}$$

$$(2.19a) \quad H'_W = \phi \left(\frac{\rho \cos \gamma}{2} \cdot \sin^2 \beta + \frac{R \cos^2 \beta}{\cos \alpha + \cos \beta} \cdot \sin^2 \gamma + d \sin^2 \gamma \sin^2 \beta \right)$$

que l'on peut comparer à la hauteur H'_R correspondant au montage Rowland pour une même ouverture du faisceau incident ([28] équ. 45) :

$$(2.19b) \quad H'_R = \phi (R \cos \alpha \cdot \sin^2 \beta + R \cos \beta \cdot \sin^2 \alpha)$$

Les distances habituellement notées r et r' pour l'un et l'autre des montages étant du même ordre de grandeur, l'astigmatisme du montage Wadsworth sera comparable ou très supérieur à celui du montage de Rowland suivant que la distance d sera petite ou très grande par rapport à r et r' .

B) - Coma et courbure de raies

En développant l'équation (2.14) à l'ordre supérieur, et en utilisant les relations (2.10), (2.16) et (2.17), on obtient la relation :

$$(2.20) \quad \sin \alpha - \sin \beta = kn\lambda + \sum_{i=0}^6 \mathcal{C}_i + O(3)$$

avec :

$$(2.21a) \quad \mathcal{C}_0 = -\frac{3}{2} x_G^2 \left[-\frac{2 \sin \gamma \cos^3 \alpha}{\rho^2 \cos^3 \gamma} + \frac{\sin \beta \cos \alpha (\cos \alpha + \cos \beta)}{R^2 \cos^2 \beta} \right]$$

$$(2.21b) \quad \mathcal{C}_1 = -\frac{z_F^2}{r^2} \left[\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha \left(\frac{Kd}{r(HK-1)} - \frac{1}{2} \right) + \frac{K(2T + S - BHK)}{2(HK-1)^2} \right]$$

$$(2.21c) \quad \mathcal{C}_2 = -\frac{z_F z_P}{rr'(HK-1)} \left[\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha \frac{d}{r} - \sin \beta \frac{d}{r'} + \frac{HK(S-B) + T(HK+1)}{(HK-1)} \right]$$

$$(2.21d) \quad \mathcal{C}_3 = -\frac{z_P^2}{r'^2} \left[\sin \beta \left(\frac{1}{2} - \frac{Hd}{r'(HK-1)} \right) + \frac{H(2T - B + SHK)}{2(HK-1)^2} \right]$$

$$(2.21e) \quad \mathcal{C}_4 = -\frac{z_F \zeta}{r(HK-1)} \left[\frac{\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha (1-K)}{r} + \frac{K[(B-T)H(K-1) + (S+T)(H-1)]}{d(HK-1)} \right]$$

$$(2.21f) \quad \mathcal{C}_5 = -\frac{z_P \zeta}{r'(HK-1)} \left[\frac{\sin \beta (1-H)}{r'} + \frac{H[(B-T)(K-1) + (S+T)K(H-1)]}{d(HK-1)} \right]$$

$$(2.21g) \quad \mathcal{C}_6 = -\frac{\zeta^2}{2d^2(HK-1)^2} \left[-BH(K-1)^2 + SK(H-1)^2 + T(1 + 2HK(K + H - 2) - H^2K^2) \right]$$

Pour un montage en spectromètre (c'est-à-dire notamment pour α fixé) et pour une longueur d'onde donnée, le terme $\sum_{i=0}^6 \mathcal{C}_i$ peut prendre différentes valeurs suivant le domaine de variations des grandeurs x_G , z_F et z_P . On a alors une variation de l'angle β telle que :

$$\cos \beta \Delta \beta = \sum_{i=0}^6 \Delta \mathcal{C}_i = \sum_{i=0}^5 \Delta \mathcal{C}_i$$

Ou encore, si l'on définit dans le plan perpendiculaire aux traits du réseau, une abscisse curviligne courant le long de la focale définie par (2.16), on aura un écart :

$$\Delta_P = \frac{r'}{\cos \beta \cos u} \sum_{i=0}^5 \Delta \mathcal{C}_i$$

(l'angle u étant défini en P par la normale au rayon diffracté et la tangente à la focale)

$$(2.22) \quad \Delta_P = \frac{R \cos \beta}{(\cos \alpha + \cos \beta)} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \beta \left(1 + \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha + \cos \beta} \right)^2 \right)^{1/2} \sum_{i=0}^5 \Delta \mathcal{C}_i$$

On a intérêt à avoir Δ_P petit et donc $\sum_{i=0}^5 \Delta \mathcal{C}_i$ minimal. Bien que les différents termes $\mathcal{C}_0, \mathcal{C}_1, \dots, \mathcal{C}_5$ contribuent tous à cet écart Δ_P , nous distinguerons, pour mieux mettre en relief leur influence respective, la coma pure et la courbure des raies.

B.1) - Coma pure :

C'est l'aberration due uniquement à la largeur non négligeable du réseau. Elle dépend, de même que pour le montage non décalé, du terme \mathcal{C}_0 .

A partir des relations (2.21a) et (2.22) on peut écrire :

$$\left(\Delta_P \right)_C = \frac{3 x_G^2 \cos \alpha}{2R} \left(\operatorname{tg} \beta - \frac{2 \operatorname{tg} \gamma \cos^2 \alpha \cos \beta \cdot R^2}{\cos^2 \gamma (\cos \alpha + \cos \beta) \rho^2} \right) \times \left(1 + \operatorname{tg}^2 \beta \left(1 + \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha + \cos \beta} \right)^2 \right)^{1/2}$$

Cet écart, indépendant de la distance d , s'annule pour :

$$(2.23) \quad \left(\frac{\rho}{R} \right)^2 = \frac{2 \sin \gamma \cos^2 \alpha \cos^2 \beta}{\sin \beta \cos^3 \gamma (\cos \alpha + \cos \beta)}$$

ce qui n'est possible, pour ρ, R, γ et α fixés que pour une longueur d'onde.

B.2) - Courbure des raies :

Le calcul de la courbure des raies spectrales fut fait pour la première fois par BEUTLER [28] pour le montage Rowland puis revu par WELFORD [33]. On distingue deux sortes de courbures : l'une due à l'astigmatisme, l'autre causée par la longueur non nulle de la fente d'entrée.

LA COURBURE ASTIGMATIQUE est celle que l'on observerait si la source était

ponctuelle, c'est-à-dire si Z_F était nul. On peut donc faire :

$$e_1 = e_2 = e_4 = 0$$

dans (2.22) et en déduire :

$$\frac{1}{R_A} = \frac{\frac{\partial^2 \Delta_P}{\partial z_P^2}}{\left[1 + \left(\frac{\partial \Delta_P}{\partial z_P} \right)^2 \right]^{3/2}} \approx \frac{\frac{r'}{\cos \beta \cos u} \frac{\partial^2 e_3}{\partial z_P^2}}{\left[1 + \frac{r'}{\cos \beta \cos u} \frac{\partial (e_3 + e_5)^2}{\partial z_P} \right]^{3/2}}$$

Les grandeurs z_P et ζ étant toujours petites par rapport à r , d et r' , le dénominateur sera, en pratique, voisin de 1 et la courbure astigmatique pourra être mise sous la forme :

$$(2.24) \quad \frac{1}{R_A} \approx - \frac{2(\cos \alpha + \cos \beta)}{R \cos^3 \beta} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \beta \left[1 + \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha + \cos \beta} \right]^2 \right)^{1/2} \cdot \left[\sin \beta \left(\frac{1}{2} - \frac{Hd}{r' (HK-1)} \right) + \frac{H(2T - B - SHK)}{2(HK-1)^2} \right]$$

LA COURBURE ORDINAIRE est celle qui est provoquée par la longueur non nulle de la fente d'entrée indépendamment de l'astigmatisme. On considère donc le rayon qui, partant du point F arrive en P, point qui serait l'image de F s'il n'y avait pas d'astigmatisme. Ce rayon est lié à la relation géométrique simple :

$$\frac{Z_F}{r} = - \frac{z_P}{r'}$$

On remplace donc Z_F par cette valeur dans les expressions (2.20-22) et on aura de la même manière que précédemment :

$$(2.25) \quad \frac{1}{R_0} \approx - \frac{(\cos \alpha + \cos \beta)}{R \cos^3 \beta} \cdot \left[1 + \operatorname{tg}^2 \beta \left(1 + \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha + \cos \beta} \right)^2 \right]^{1/2} \\ \cdot \left[\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha \left(\frac{(K-1)d}{(HK-1)r} - \frac{1}{2} \right) + \sin \beta \left(\frac{1}{2} - \frac{(H-1)d}{(HK-1)r} \right) \right. \\ \left. + \frac{2T(K+H-HK-1) + SK(H-1)^2 - BH(K-1)^2}{2(HK-1)^2} \right]$$

En pratique, on observera une combinaison des deux courbures. Lorsque la hauteur de la fente d'entrée n'est pas trop grande et que l'on travaille en incidence tangentielle, c'est-à-dire avec un astigmatisme important, cette combinaison pourra être considérée comme l'enveloppe de la courbure ordinaire déplacée le long de la courbure astigmatique.

Il ressort donc de ces calculs que - tant que le décalage reste faible - les rayons de courbure sont les mêmes que pour le montage non décalé. Mais, les points de contact tangentiel des raies courbées avec la verticale (définie par les axes $M_0 Z$ ou $G_0 z$) qui sont donnés par la relation :

$$\frac{\partial \Delta_p}{\partial z_p} = 0 \quad \text{soit} \quad \sum_{i=0}^6 \frac{\partial \mathcal{C}_i}{\partial z_p} = 0$$

ne correspondent plus à $z_p = 0$ mais à $(z_p)_t$ défini par :

$$\mathcal{C}_2 + 2 \mathcal{C}_3 + \mathcal{C}_5 = 0$$

d'où

$$(2.26) \quad (z_p)_t = - \frac{C_5 \zeta + C_2 Z_F}{2 C_3}$$

en posant :

$$\mathcal{C}_2 = C_2 Z_F z_P$$

$$\mathcal{C}_3 = C_3 z_P^2$$

$$\mathcal{C}_5 = C_5 z_P \zeta$$

Pour le montage non décalé ($\zeta = 0$), au rayon moyen $F_0 M_0 G_0 P_0$ défini par $x_G = 0$, $z_F = 0$ et $z_P = 0$ correspondait la relation classique :

$$\sin \alpha - \sin \beta_0 - kn \lambda = 0$$

La hauteur h' utilisée du spectre était symétrique par rapport à P_0

$$\left[-\frac{h'}{2} \leq z_P \leq \frac{h'}{2} \right].$$

Pour le montage décalé, il n'existe plus de rayon moyen, mais il est encore possible de définir un rayon en quelque sorte "optimal". Pour des raisons de symétrie, on prendra $x_G = 0$ et $Z_F = 0$ (l'influence de la courbure ordinaire est de toute façon relativement faible). La relation (2.26) devient alors :

$$(2.27) \quad \left(z_P \right)_t = - \frac{C_5}{2C_3} \zeta$$

et l'équation (2.20) s'écrit, pour ce rayon "optimal" :

$$(2.28) \quad \sin \alpha - \sin \beta_0 - kn \lambda = \mathcal{C}_6 - \frac{\mathcal{C}_5^2}{4\mathcal{C}_3}$$

$$\text{ou encore : } \left(C_6 - \frac{C_5^2}{4 C_3} \right) \zeta^2$$

C'est autour du point P_t ainsi défini que se situe la partie du spectre la plus intéressante ; on prendra donc :

$$-\frac{h'}{2} + \left(z_P \right)_t \leq z_P \leq +\frac{h'}{2} + \left(z_P \right)_t$$

Dans ces conditions, l'influence des différentes aberrations sera à peine plus grande pour le montage décalé ; elle sera même égale à celle du montage non décalé dans le cas d'une source ponctuelle ($Z_F = 0$).

III. - RESOLUTION DU MONTAGE

Plutôt que de considérer, pour une longueur d'onde donnée les variations de l'angle β et en déduire l'écart Δ_P , on peut partir de (2.20) et prendre β fixe pour un spectre continu ; on obtient alors un écart en longueur d'onde :

$$\frac{1}{kn} \sum_{i=0}^6 \Delta \mathcal{C}_i$$

où les \mathcal{C}_i sont donnés par les relations (2.21a g).

Plus précisément, si l'on choisit comme référence la longueur d'onde λ_0 définie de la même façon qu'en (2.28) :

$$\sin \alpha - \sin \beta - kn \lambda_0 = \mathcal{C}_6 - \frac{\mathcal{C}_5^2}{4 \mathcal{C}_3}$$

l'écart est alors égal, pour x_G , Z_F et z_P donnés, à :

$$\delta \lambda = \frac{1}{kn} \left[\sum_{i=0}^5 \mathcal{C}_i + \frac{\mathcal{C}_5^2}{4 \mathcal{C}_3} \right]$$

ou encore, en posant $\mathcal{C}_0 = C_0 x_G^2$, $\mathcal{C}_1 = C_1 Z_F^2$, etc ..., :

$$(2.29) \quad \delta \lambda = \left[C_0 x_G^2 + \left(C_1 Z_F + C_2 z_P + C_4 \zeta \right) Z_F + C_3 \left(z_P - (z_P)_t \right)^2 \right] / kn$$

avec $(z_P)_t$ défini par la relation (2.27).

Si l , h et h' désignent respectivement la largeur du réseau, la hauteur de la fente d'entrée et la hauteur du spectre qui sont utilisées, on peut en déduire une certaine "résolution" en faisant varier x_G de $-l/2$ à $+l/2$, Z_F de 0 à $\pm \frac{h}{2}$ (dans le cas où le faisceau sensiblement parallèle est coupé à mi-hauteur, le signe de Z_F est ≥ 0 selon que ζ est pris ≥ 0), et $z_P - (z_P)_t$ de $-\frac{h'}{2}$ à $+\frac{h'}{2}$.

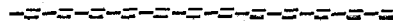
Dans le cas d'une source ponctuelle ($Z_F = 0$), on retrouve bien comme pour le montage non décalé une "résolution" :

$$(2.30) \quad \Delta \lambda_{F_0} = \frac{1}{2kn} \left[|C_0| \left(\frac{l}{2} \right)^2 + |C_3| \left(\frac{h'}{2} \right)^2 \right]$$

Cette "résolution" ne correspond pas véritablement au pouvoir de résolution, défini à partir de critères tels que celui de Rayleigh puisque le calcul ne tient pas compte de la répartition d'intensité. Pour cela, il faudrait faire le calcul en optique physique, d'une manière similaire à celle faite pour le montage Rowland, par Mack, Stehn et Edlen [34] puis par NAMIOKA [35]. Cependant, comme le montage Wadsworth nous intéresse davantage pour son faisceau polychromatique sensiblement parallèle, que pour ses performances purement spectroscopiques, nous nous sommes contentés de cette "résolution", en sachant que la limite de résolution sera meilleure.

TROISIEME PARTIE

REALISATION DU MONTAGE



INTRODUCTION

Le pouvoir réflecteur est le rapport ; intensité lumineuse réfléchie / intensité incidente. Cette comparaison doit être réalisée à chaque instant de la mesure et pour chaque longueur d'onde considérée, pour que le montage puisse être utilisé quelque soit le type de source XUV, même avec les sources instables en intensité et en répartition spectrale.

Il n'est cependant pas possible de mesurer en même temps l'intensité du faisceau réfléchi par le spécimen puis diffracté par le réseau, et l'intensité du faisceau diffracté directement par le réseau. Il faudrait, en effet, séparer le faisceau incident en deux faisceaux "identiques", tombant, l'un directement, l'autre après réflexion sur le spécimen, sur deux réseaux "identiques", situés à la "même" distance du miroir sphérique...

- La mesure du pouvoir réflecteur se fait à l'aide de deux montages successifs :
- dans un premier montage, le faisceau issu du miroir sphérique est séparé en deux faisceaux, l'un réfléchi par un miroir plan fixe puis diffracté par un réseau, l'autre directement diffracté par un second réseau ; pour une longueur d'onde donnée, on mesure respectivement les intensités $I_1(\lambda)$ et $I_2(\lambda)$ dans les spectres formés par les deux réseaux.
- dans le second montage, le premier faisceau est réfléchi puis diffracté de la même manière, le deuxième est réfléchi, sous une incidence i , par le spécimen à étudier, puis diffracté par le second réseau qui est placé - abstraction faite de la réflexion - dans la même position que précédemment ; on mesure de la même façon $I'_1(\lambda)$ et $I'_2(\lambda)$. Ces intensités sont liées à $I_1(\lambda)$ et $I_2(\lambda)$ par les relations :

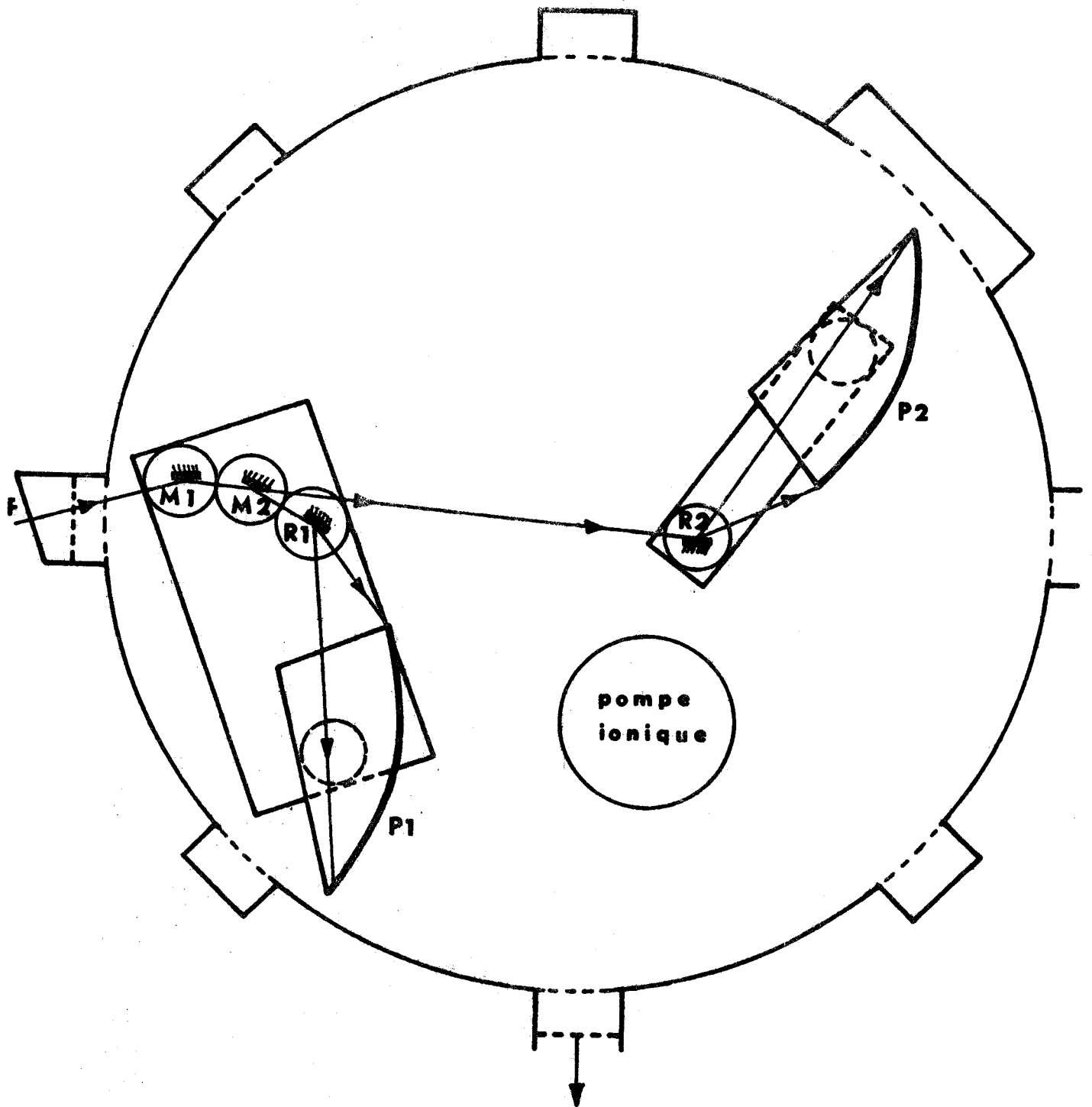
$$I'_1(\lambda) = k(\lambda) I_1(\lambda)$$

$$I'_2(\lambda) = k(\lambda) R_i(\lambda) I_2(\lambda)$$

où $R_i(\lambda)$ est la réflectance du spécimen et $k(\lambda)$ un coefficient de proportionnalité qui tient compte des variations de l'émission de la source.

On en déduit :

$$R_i(\lambda) = \frac{I'_2(\lambda)}{I'_1(\lambda)} \cdot \frac{I_1(\lambda)}{I_2(\lambda)}$$



- F fente d'entrée
- M₁ miroir concave
- M₂ 1/2 miroir plan séparateur
- R₁ et R₂ réseaux concaves
- P₁ et P₂ supports de films

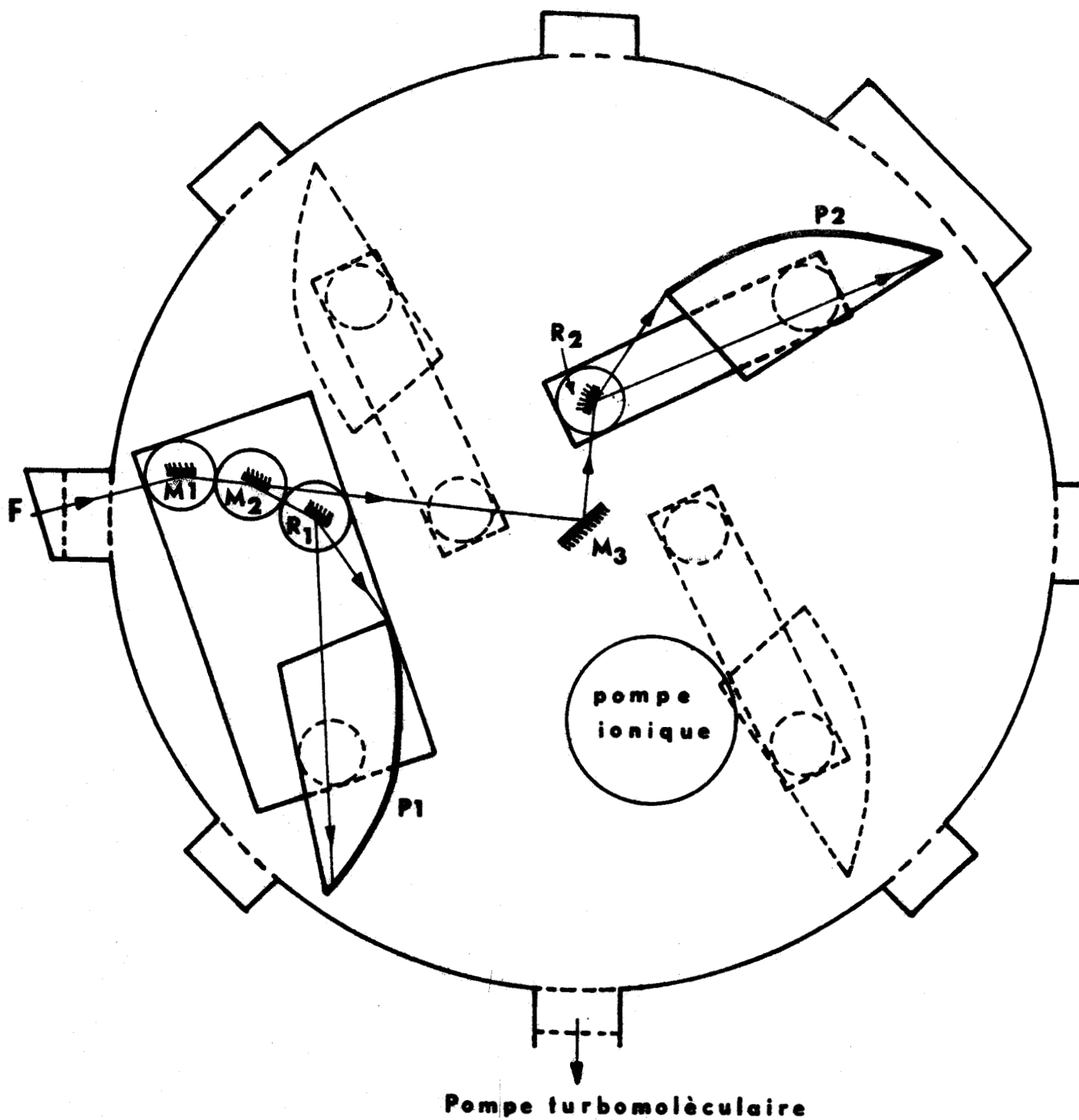
Pompe turbomoléculaire

Echelle 1/10^e

1^{er} MONTAGE



FIGURE 6.



- F** fente d'entrée
- M₁** miroir concave
- M₂** 1/2 miroir plan (séparateur)
- M₃** miroir à étudier
- R₁** et **R₂** réseaux concaves
- P₁** et **P₂** supports de films

ECH. 1/10^e



2^e MONTAGE

FIGURE 7.

En pratique, pour chacun des montages, il n'est pas nécessaire que le faisceau soit séparé en deux parties égales, que les réseaux soient identiques, ni que les distances du miroir sphérique aux réseaux soient les mêmes - bien qu'il y ait avantage à ne pas s'écarter trop de ces conditions pour faciliter la comparaison -. Par contre, les deux montages doivent être équivalents l'un à l'autre, mise à part la présence ou non du spécimen plan à étudier.

Ces deux montages sont représentés schématiquement sur les figures 6 et 7. Nous verrons comment la position des différents éléments a été déterminée. Les deux montages étant équivalents du point de vue spectroscopique, (notre but étant de permettre l'étude de pouvoirs réflecteurs sans faire cette étude proprement dite), nous nous limiterons au premier montage qui n'introduit pas de spécimen à étudier.

- DETERMINATION DES DIFFERENTES GRANDEURS

Le calcul des aberrations fait intervenir diverses grandeurs liées au miroir sphérique et au réseau : l'angle d'incidence γ et le rayon de courbure ρ du miroir ; l'angle d'incidence α , le rayon de courbure R et le nombre de traits par unité de longueur n du réseau ; la distance d et le décalage ζ . Il faut déterminer les valeurs numériques de ces différentes grandeurs pour que la résolution soit la meilleure possible.

Certaines d'entr'elles nous ont été toutefois imposées au départ : par exemple, le laboratoire possédait un réseau BAUSCH et LOMB DE 3600 traits/mm et de 998,8 mm de rayon de courbure, ce qui a fixé les grandeurs n et R . L'angle d'incidence α doit être au moins de l'ordre de 80° , pour que la longueur d'onde critique, la plus courte que puisse diffracter le réseau, soit voisine de 100 \AA [36] ; c'est cette valeur $\alpha = 80^\circ$ qui a été choisie pour des raisons d'encombrement, la distance r' du réseau au film photographique étant fonction croissante de α .

Pour le miroir sphérique, on a intérêt à choisir le rayon ρ et l'angle γ tels que la coma pure soit la plus faible possible. Pour une valeur de $\frac{\rho^2 \cos^3 \gamma}{\sin \gamma} = E$ donnée, celle-ci s'annule pour un angle β' (et un seul) défini, à partir de la relation (2.23), par :

$$\frac{2R^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta'}{\sin \beta' (\cos \alpha + \cos \beta')} = E$$

Pour $0 < \beta < + 90^\circ$ (ce qui est le cas du montage, $+ 38^\circ < \beta < + 72^\circ$), la

grandeur E est positive et l'angle γ doit donc être compris entre 0 et $+90^\circ$; le montage est alors du type parallèle : la fente d'entrée et le film photographique sont situés de part et d'autre du faisceau sensiblement parallèle (cf. figure 5).

En fait, la limite fixée par la longueur d'onde critique de 100 \AA restreint le domaine possible de $+80^\circ$ à $+90^\circ$. D'autre part, l'ouverture utile du faisceau qui éclaire la miroir sphérique de largeur l est :

$$\phi = \frac{2l}{\rho} = \frac{2l}{\sqrt{E}} \cos \gamma \sqrt{\cotg \gamma}$$

Pour une valeur donnée de E , l'ouverture augmente lorsque γ diminue. En conséquence, afin d'avoir la plus grande ouverture possible, et compte-tenu de la condition imposée précédemment sur γ , nous avons choisi $\gamma = 80^\circ$.

Dans ces conditions, et pour le premier ordre d'interférences, la valeur optimale du rayon de courbure est $\rho = 1,5$ mètre pour $\lambda = 100 \text{ \AA}$ mais $\rho = 3,5$ mètres pour

$\lambda = 1000 \text{ \AA}$. Les courbes donnant $|C_0| = \frac{|C_0|}{x_G^2}$ (terme de coma défini par la relation

(2.21a) } en fonction de la longueur d'onde λ , ou, plus exactement en fonction de $k\lambda$ (k entier positif), sont représentées sur la figure 8 pour différentes valeurs de ρ .

Le rayon de courbure, pour lequel la valeur maximale de $|C_0|$ correspondant à l'intervalle $100 - 1000 \text{ \AA}$ est la plus petite est $\rho = 2$ mètres. Cependant, nous avons choisi $\rho = 3$ mètres à la suite de plusieurs constatations :

D'une part, en nous limitant au premier ordre d'interférences, nous remarquons que, plus ρ est petit, plus la longueur d'onde pour laquelle le terme $|C_0|$ s'annule est petit et, plus l'intervalle spectral pour lequel $|C_0|$ reste faible est étroit. Par exemple, le terme $|C_0|$ s'annule au voisinage de 750 \AA pour $\rho = 3$ mètres et reste inférieur à $0,1 \text{ m}^{-2}$ dans une bande d'environ 500 \AA , alors que pour $\rho = 2$ mètres, $|C_0|$ qui s'annule à 250 \AA , n'est inférieur à $0,1 \text{ m}^{-2}$ que dans un intervalle de 100 \AA . Il existe même une partie du domaine spectral pour laquelle les aberrations dues au réseau seul (c'est-à-dire éclairé par un faisceau de lumière strictement parallèle, ce qui est noté $\rho = \infty$) et qui ne sont donc pas compensées par celles du miroir concave, sont inférieures aux aberrations dues à l'ensemble miroir-réseau dès que ρ est inférieur à $2,5$ mètres.

D'autre part, le support de film photographique est tel que le domaine spectral enregistré est limité à $100 - 1000 \text{ \AA}$ pour le premier ordre d'interférences ; il y a donc lieu de distinguer le domaine $500 - 1000 \text{ \AA}$ dont on ne peut observer que le premier ordre

INFLUENCE DE LA COMA PURE

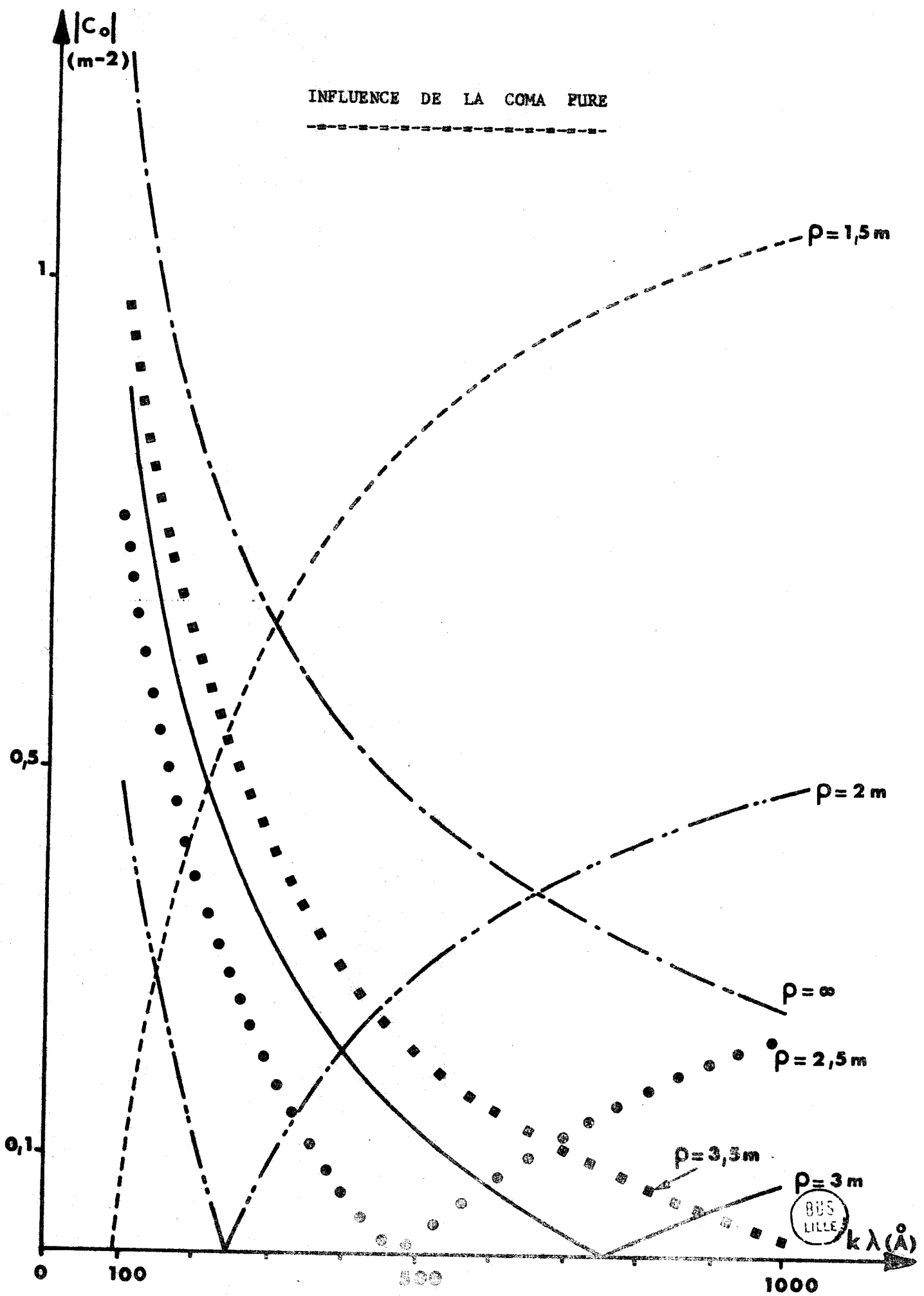


FIGURE 8.

et le domaine 100 - 500 Å dont il est possible d'observer les ordres supérieurs, recouvrant en partie le domaine précédant ; la "résolution" définie par la relation (2.30) ou plus généralement à partir de l'équation (2.29) est alors d'autant meilleure que l'ordre est plus élevé. Il est donc préférable de privilégier la partie 500 - 1000 Å pour laquelle le rayon de courbure optimal est voisin de 3 mètres.

Les deux grandeurs d et ζ liées à la distance du miroir sphérique au réseau concave ont une influence beaucoup moins importante sur la résolution spectrale. La coma pure en est indépendante, et, en pratique, les courbures de raies en dépendent peu.

La figure 9 représente la courbure astigmatique définie par (2.14) et la courbure ordinaire définie par (2.15) qui est nettement moins importante ; elles ont des allures très voisines pour des allures différentes de la distance d . En conséquence, pour des raisons de commodité, on a choisi respectivement $d = 0,24$ mètre et $d = 0,88$ mètre pour l'une et l'autre des deux parties du montage ; ceci permet en particulier de localiser le spécimen à étudier au centre de l'enceinte à vide.

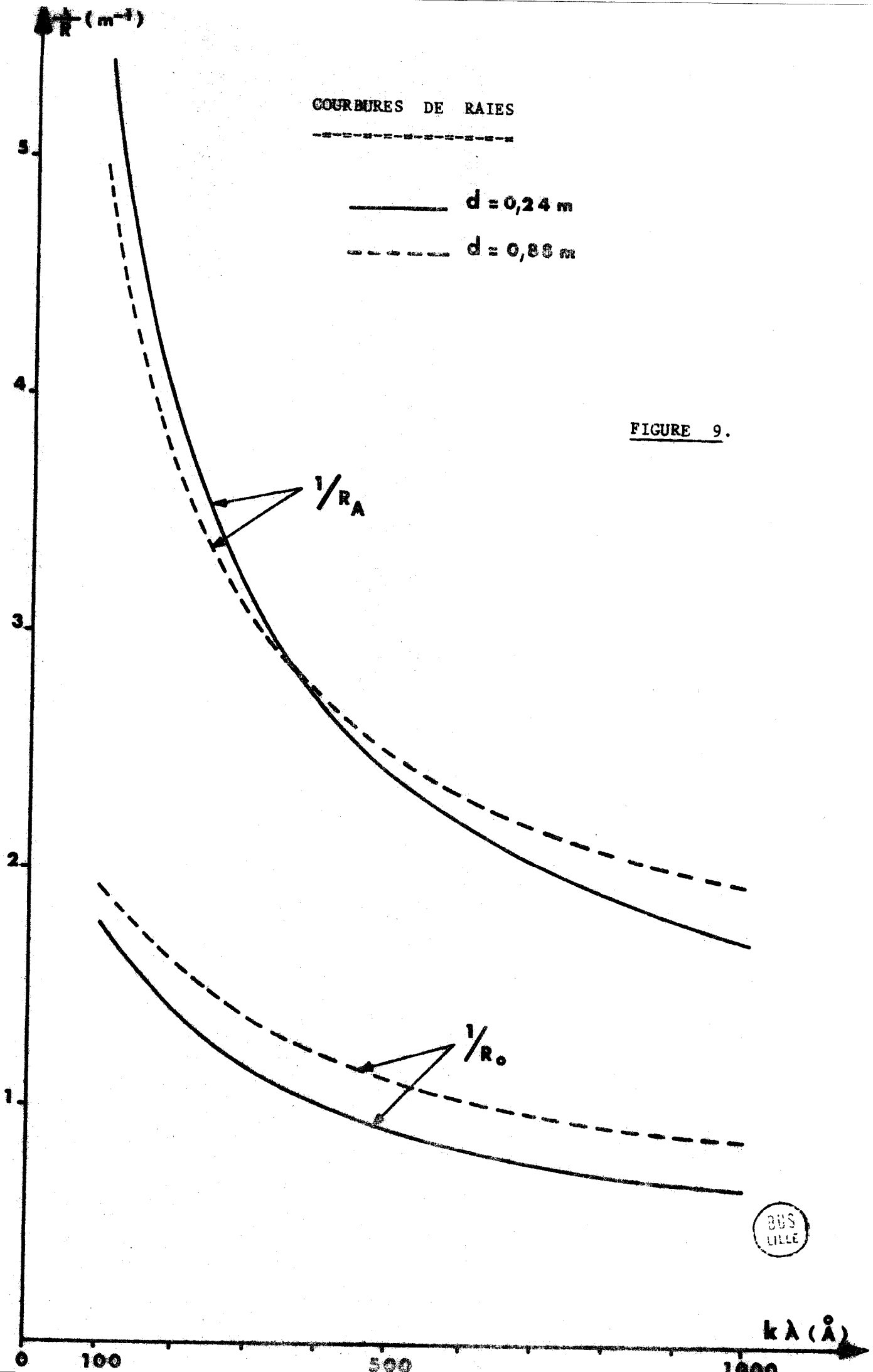
Le décalage ζ influe indirectement sur la résolution : il définit - avec les autres grandeurs - la hauteur autour de laquelle se situe la partie du spectre qui doit être utilisée :

$$\left(z_p \right)_t = - \frac{C_5}{2C_3} \zeta \quad (\text{équ. 2.27}).$$

Les termes C_3 et C_5 dépendent de la longueur d'onde. L'idéal serait que le rapport $- C_5 / 2C_3$ soit constant. En fait, ce n'est pas le cas, comme le montre la figure 10 sur laquelle est représenté $- C_5 / 2C_3$ en fonction de $k\lambda$; ceci n'est toutefois pas gênant dans la mesure où les variations restent toujours faibles. La trace des points P_t , ainsi définis, sur le film photographique présente toujours une pente très petite par rapport au plan perpendiculaire aux traits du réseau. Pour un décalage ζ de 5 mm, cette pente est de l'ordre de 1 ou 2 % suivant que d est égal à 0,88 ou 0,24 mètre ; elle est toujours inférieure à 2,5 %.

Le décalage ne doit pas être exagéré mais il doit toutefois être suffisamment important pour que la partie intéressante du film photographique soit éclairée sur toute sa hauteur h' ; il faut donc que, pour tout le domaine spectral, soit vérifiée la relation :

$$\left(z_p \right)_t + \frac{h'}{2} < \zeta \quad \text{dans le cas où } \zeta \text{ est positif.}$$



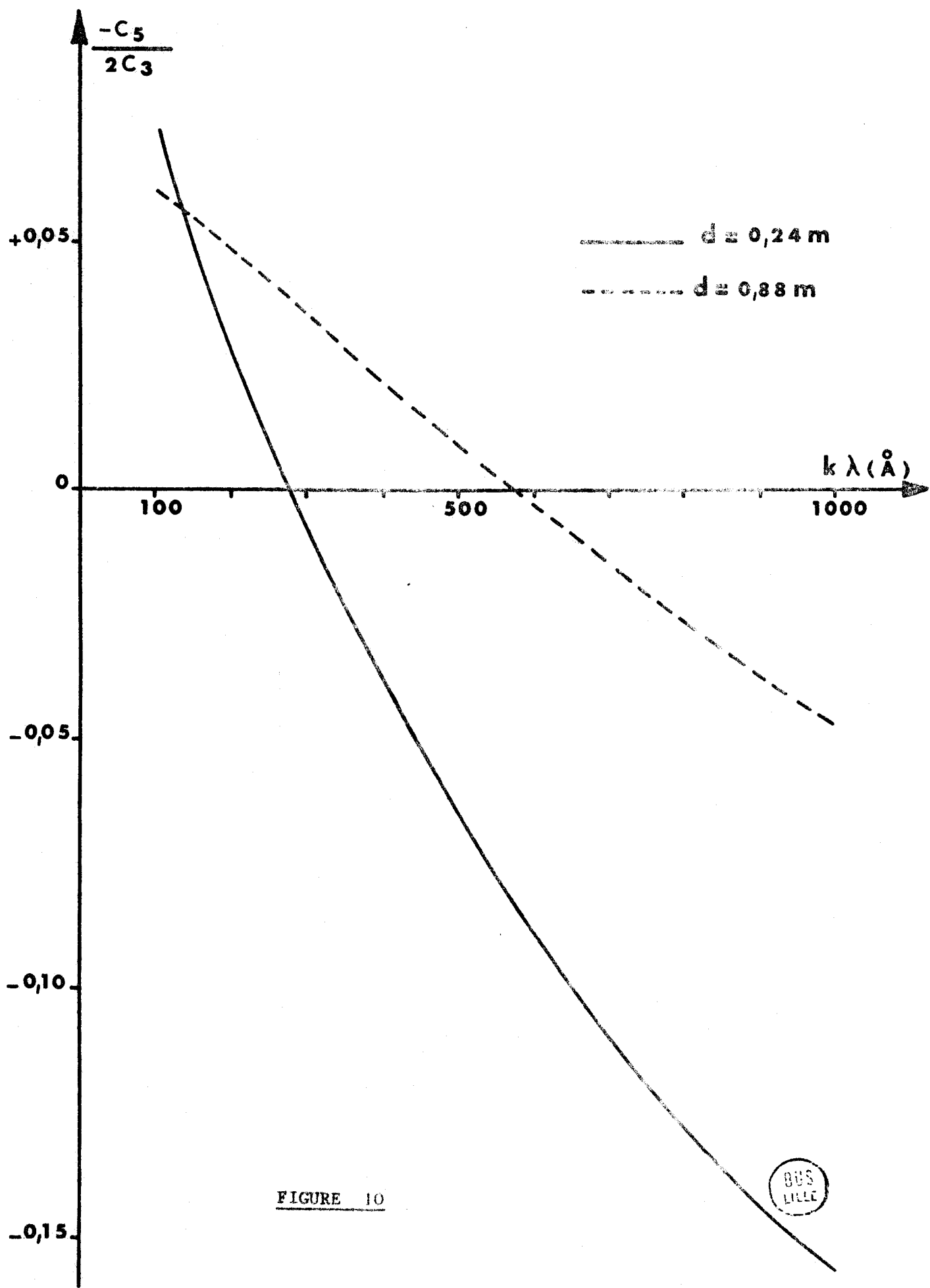


FIGURE 10



soit :

$$\zeta > \frac{h'}{2 + \frac{C_5}{C_3}}$$

Le décalage doit ainsi être supérieur à 2,7 mm pour une hauteur de fente du microphotomètre $h' = 5$ mm ; il a été choisi, au départ, égal à 5 mm.

Notons que la hauteur $\left(z_p \right)_t$ n'est pas définie rigoureusement par la relation (2.27) mais par la relation (2.26) dans le cas d'une fente d'entrée de hauteur non négligeable ; cette influence est toutefois faible ; de plus, nous avons vérifié numériquement qu'elle est bénéfique car elle diminue les variations de $\left(z_p \right)_t$.

Les différentes grandeurs choisies sont ainsi :

$$\alpha = \gamma = 80^\circ$$

$$p = 3 \text{ m.}$$

$$d = \begin{cases} 0,24 \text{ m} \\ 0,88 \text{ m} \end{cases}$$

$$R = 1 \text{ m}$$

$$\zeta \approx 5 \text{ mm}$$

$$n = 3600 \text{ traits/mm.}$$

La hauteur de la fente d'entrée et celle de la "fente de sortie" (celle du microphotomètre) sont égales à 5 mm.

La largeur gravée du réseau est égale à 20 mm.

La "résolution" de ce montage Wadsworth décalé, définie à partir de la relation (2.29) est représentée sur la figure 11. Elle est comparée à celle d'un montage dans lequel le faisceau initial serait encore séparé en deux parties à mi-hauteur mais où il n'y aurait pas de décalage en hauteur du réseau par rapport au miroir sphérique. Dans la région où $k\lambda$ varie de 500 à 1000 Å - dont nous avons précédemment souligné l'importance - la "résolution" dans le cas décalé est deux fois meilleure. Elle est alors pratiquement égale à la "résolution" du montage Wadsworth classique (c'est-à-dire sans division du faisceau ni décalage) ; la différence entre ce montage classique et le montage décalé est du même ordre de grandeur que celle qui existe entre le cas $d = 0,24$ m et le cas $d = 0,88$ m sur la figure 11.

L'astigmatisme est évidemment important, mais il n'est pas exagéré si on le compare aux montages généralement utilisés en incidence rasante. En utilisant le même réseau et le même angle d'incidence, les équations (2.19a et b) nous donnent le rapport des hauteurs des images astigmatiques correspondant à une même ouverture du faisceau in-

$\pm k \Delta \lambda$ aberr
(\AA)

" RESOLUTION " DU MONTAGE SEPARÉ A MI-HAUTEUR

(en supposant le réglage parfait et les fentes infiniment fines)

0,20

— d = 0,24 m

- - - d = 0,88 m

0,15

0,10

0,05

0,01

non décalé

décalé

BUS
LILLE

k λ (\AA)

0

100

500

1000

FIGURE 11.

cident pour le montage Wadsworth et pour le montage Rowland. Ce rapport est de l'ordre de 1 ou 2, suivant la valeur de la distance d ainsi que le montre le tableau suivant :

$k\lambda$	100 Å	500 Å	1000 Å
$\frac{H'_W}{H'_R}$ (d = 0,24 m)	1,39	1,12	0,99
$\frac{H'_W}{H'_R}$ (d = 0,88 m)	2,60	1,75	1,28

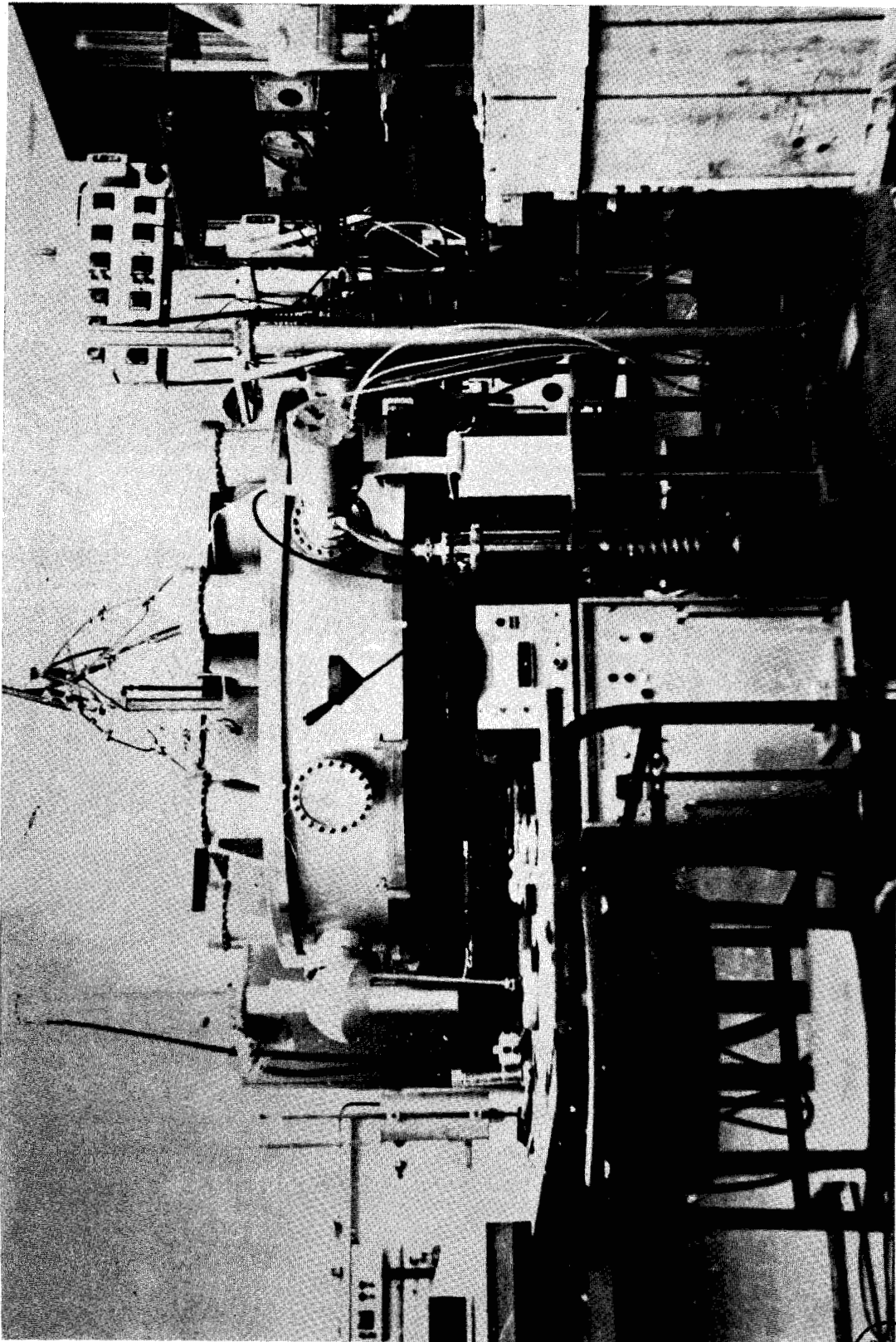
II. - LES DIFFERENTS ELEMENTS.

Nous avons disposé d'une enceinte à vide de 1600 mm de diamètre et de 300 mm de hauteur, équipée d'un groupe de pompage SEAVOM comprenant une pompe primaire PP.25, une pompe à cryosorption et une pompe ionique. Une pompe turbomoléculaire Pfeiffer TVP 900 S et une primaire biétagée SOGEV BL.40 ont permis, par la suite, d'obtenir en un temps plus court la pression voulue.

Seize hublots se terminant par des brides avec joints en cuivre sont situés sur la surface latérale et sur le couvercle de l'enceinte. Sur les figures 6 et 7, sont schématisés 7 hublots ϕ 150 mm et un huitième 200 x 400 mm.

On accède à l'intérieur de l'enceinte en levant le couvercle. Pour cela nous avons dû réaliser un système de levage : trois fers I.80 de 1 mètre de longueur sont placés en étoile et sont reliés à trois vérins verticaux à commande hydraulique. La mise en marche de ces vérins entraîne la levée de l'étoile au centre de laquelle un crochet, monté sur roulements à billes, soulève par l'intermédiaire de câbles, le couvercle, ou l'ensemble couvercle-couronne circulaire, ou encore l'enceinte complète. Il est ainsi aisé de placer un même hublot à diverses positions par rapport aux éléments de pompage par exemple.

La source et la fente sont à l'extérieur mais solidaires de l'enceinte. Les réglages étant effectués en prenant la fente comme point de départ, seule la verticalité de la fente est assurée. Cette dernière est raccordée à une voie de 150 mm par un coin évidé, de 15° environ, afin que le faisceau sensiblement parallèle issu du miroir sphérique puisse atteindre le spécimen au centre de l'enceinte.



BUS
LILLE

PLANCHE 0.

Vue d'ensemble de l'appareil fermé.

Deux sources ont été utilisées ; un même tube de 7 cm de longueur permet de relier le support de la fente à l'une ou l'autre des sources. Initialement, nous avons une lampe de type HOPFIELD-TANAKA, déjà utilisée par ailleurs au laboratoire [37], qui émet un spectre continu entre 580 et 1100 Å à partir d'une décharge électrique dans l'hélium à pression relativement élevée (40 Torr). Pour le domaine de longueurs d'onde ($\lambda < 1050 \text{ Å}$) où l'emploi d'une fenêtre, séparant la source du spectrographe, n'est pas possible, cette pression nécessite un pompage différentiel important, ou, du moins, en l'absence de pompes primaires puissantes, l'utilisation d'une fente épaisse. Une telle fente, dont les deux lèvres recouvertes d'or ont 1 cm d'épaisseur, a donné des résultats du même ordre que ceux déjà signalés par GEORGE et coll. [38] : une fente de 25 μ permettait d'obtenir une pression de 10^{-4} Torr dans l'enceinte avec une pression de 40 Torr dans la lampe.

Par la suite, nous avons pu obtenir une source B.R.V. commercialisée par CHELSEA INSTRUMENTS LIMITED à partir de la description originale de BALLOFET, ROMAND et VODAR [39]. Une décharge condensée sous vide avec étincelle initiatrice, émet un continuum (ou un spectre riche en raies, selon les conditions d'utilisation) depuis le visible jusqu'à des longueurs d'onde inférieures à 100 Å. Elle nécessite un vide de 10^{-4} à 10^{-6} Torr et permet donc l'emploi d'une fente ordinaire. Cette source est plus intéressante non seulement pour ses facilités d'emploi et l'étendue de son domaine spectral mais aussi pour l'intensité lumineuse émise qui a été évaluée plus de cent fois supérieure à celle du continuum de l'hélium [40].

Les différents éléments situés à l'intérieur de l'enceinte sont placés sur une plaque 320 x 650 mm en ce qui concerne la partie fixe, commune aux deux montages, ou sur une plaque 120 x 540 mm. Celles-ci reposent à l'aide de vis qui permettent d'en régler la hauteur et l'horizontalité. Le positionnement du miroir sphérique (de dimensions 25 x 30 mm) par rapport à la fente d'entrée fixe nécessite deux mouvements de translation. Pour le miroir plan et les réseaux, une seule translation est nécessaire ; le miroir plan étant choisi suffisamment large (dimensions 40 x 15 mm), ce mouvement peut être grossier, alors que pour les réseaux (de dimensions utiles 20 x 25 mm) il doit être précis. Les trois mouvements de rotation sont nécessaires pour les réseaux ; deux pourraient suffire pour les miroirs. Le support du film photographique est animé de deux mouvements de translation et d'un seul mouvement de rotation (la verticalité du film étant obtenue à partir du réglage des grandes plaques). Les déplacements précis sont effectués à l'aide d'unités MICRO-CONTROLE : unités de translation MR.80 dont la précision de lecture est de 10 μ , unités goniométriques TR.80 graduées en degrés et minutes d'arc, et, supports de type PO permettant les trois rotations mais sans repérage des angles. Différentes pièces ont été réalisées pour permettre d'adapter ces unités ; une partie de ce montage est représentée schématiquement sur les figures 12 et 13.

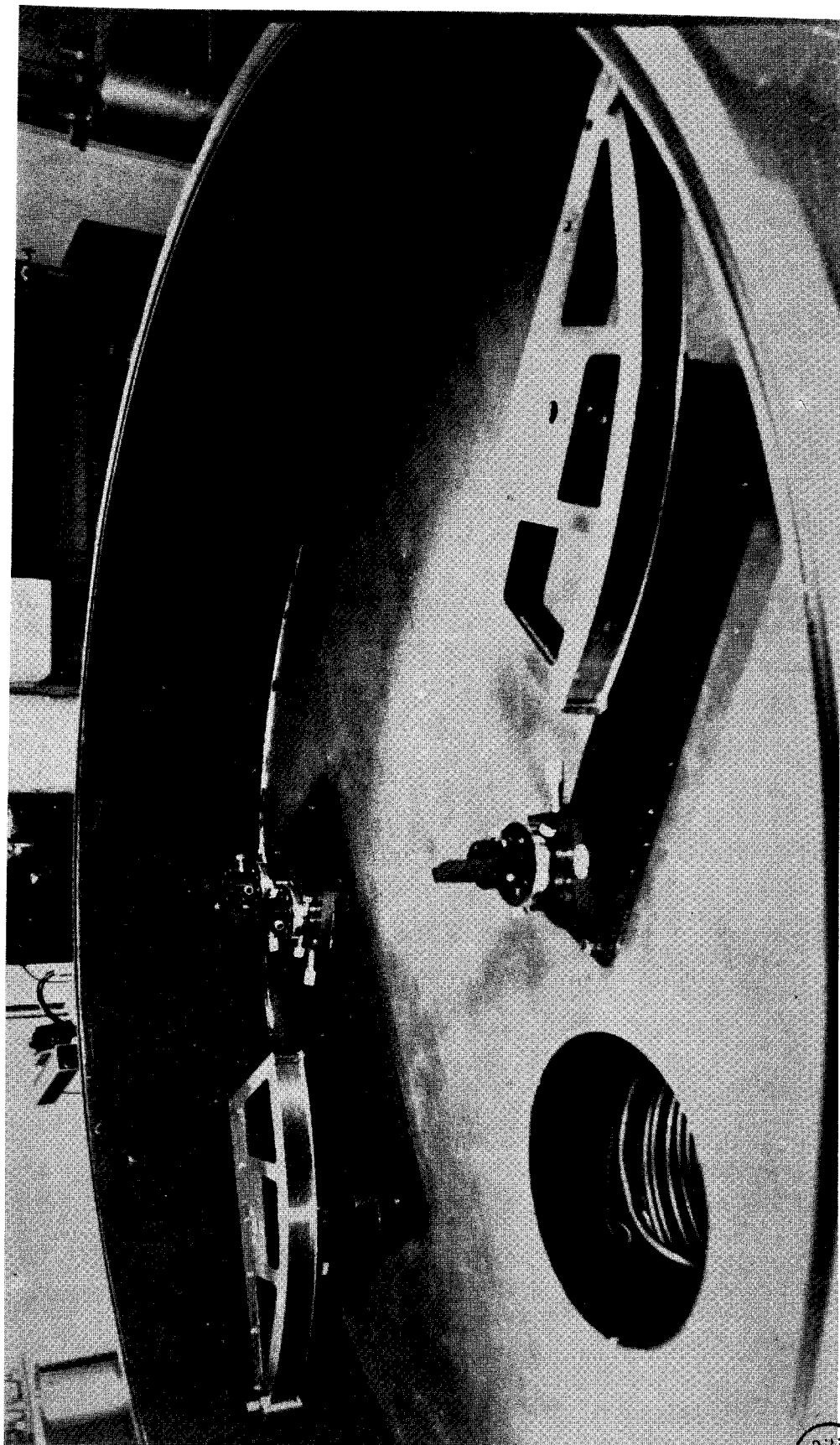
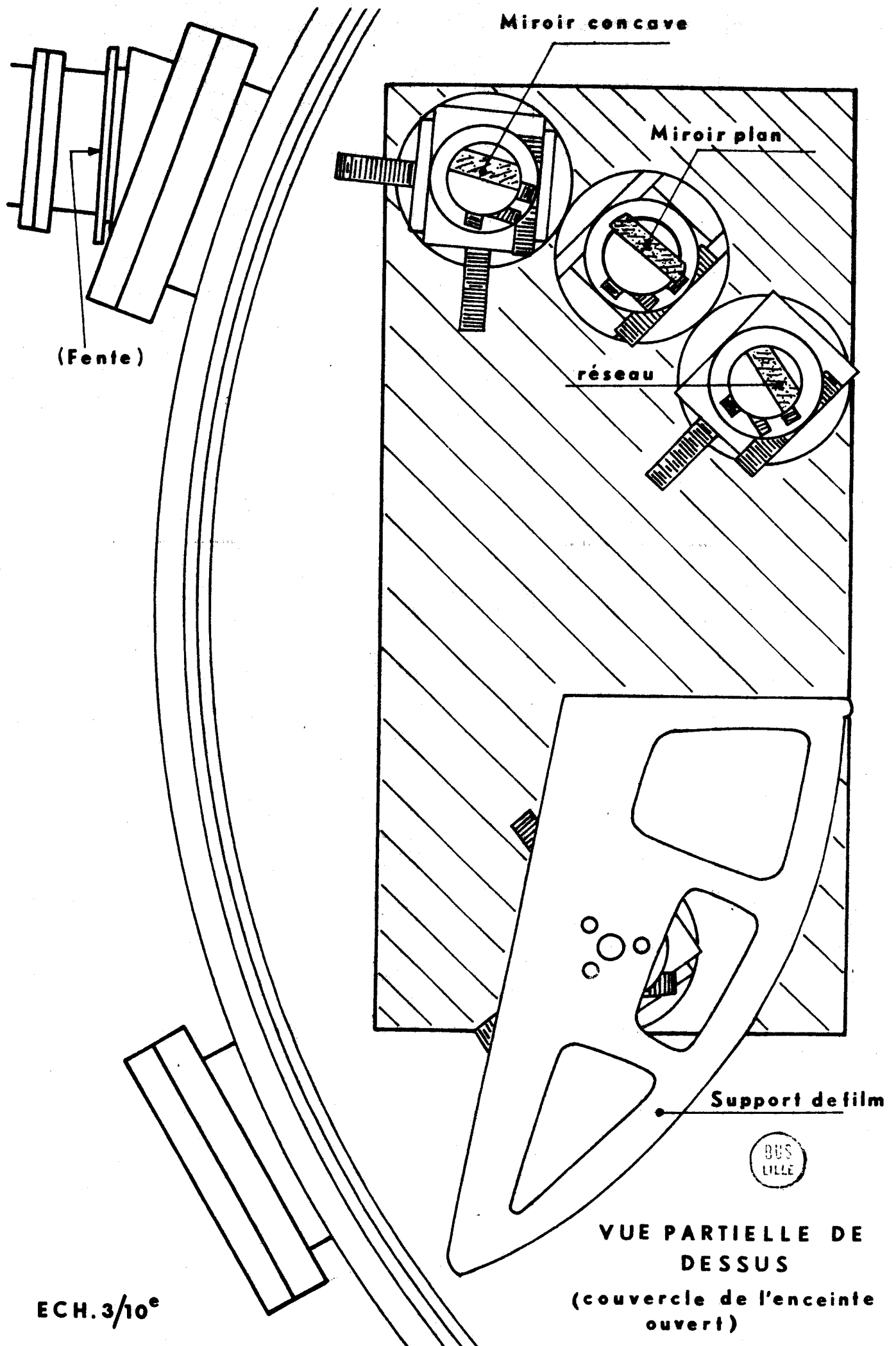
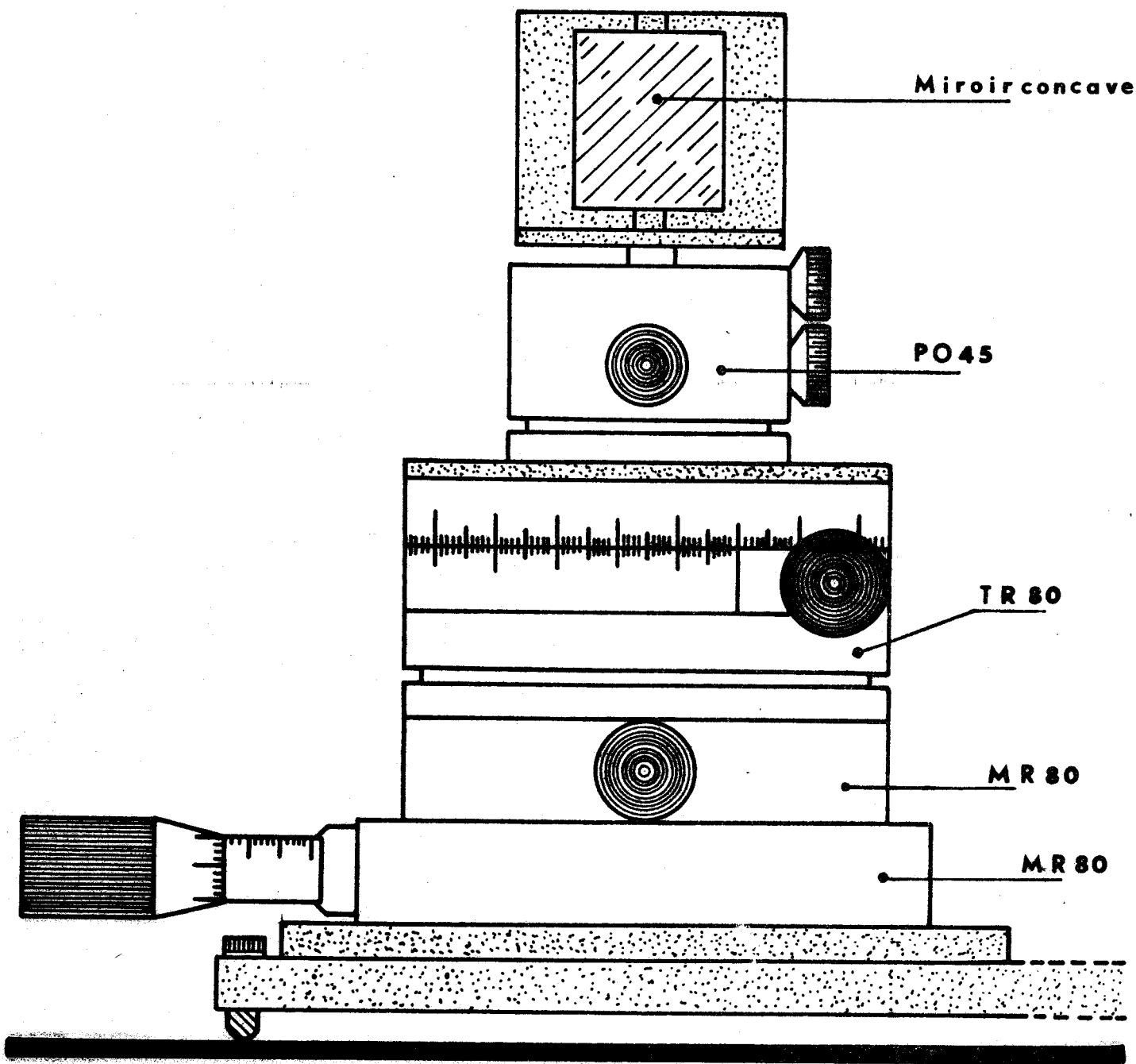


PLANCHE 1.

Vue d'ensemble de l'appareil ouvert
(en absence des diaphragmes et des pièges de lumière parasite)

DU'S
LILLE





Supports du miroir concave

VUE DE FACE

ECH. 1

FIGURE 13.



La réalisation la plus délicate a été la fabrication du support du film photographique : en principe, le film devrait être situé le long d'une lemniscate définie par l'équation (2.16) :

$$r' = \frac{R \cos^2 \beta}{\cos \alpha + \cos \beta}$$

Il en résulterait deux difficultés : la réalisation d'un arc de lemniscate, et le positionnement exact de cet arc de lemniscate. De telles difficultés n'existent pas dans le montage Rowland où le film est placé le long d'un cercle. C'est pourquoi il nous a paru préférable de rechercher un cercle qui puisse être assimilé à la lemniscate. SHENSTONE [41] avait déjà signalé cette possibilité au voisinage de $\beta = 0$. Nous avons donc recherché le rayon R_c optimal correspondant à nos conditions ($R = 998,8$ m, $\alpha = 80^\circ$ et β variant de 38° à 72°). En utilisant les axes $G_o x$ et $G_o y$ définis dans la II^{ème} partie (fig. 5), l'équation du cercle s'écrit :

$$(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 = R_c^2$$

x_c et y_c étant les coordonnées du centre du cercle.

En posant $x = \rho' \sin \beta$ et $y = \rho' \cos \beta$, on obtient :

$$\rho'^2 - 2(x_c \sin \beta + y_c \cos \beta) \rho' + x_c^2 + y_c^2 - R_c^2 = 0$$

$$\rho' = x_c \sin \beta + y_c \cos \beta + \sqrt{R_c^2 - (x_c \cos \beta - y_c \sin \beta)^2}$$

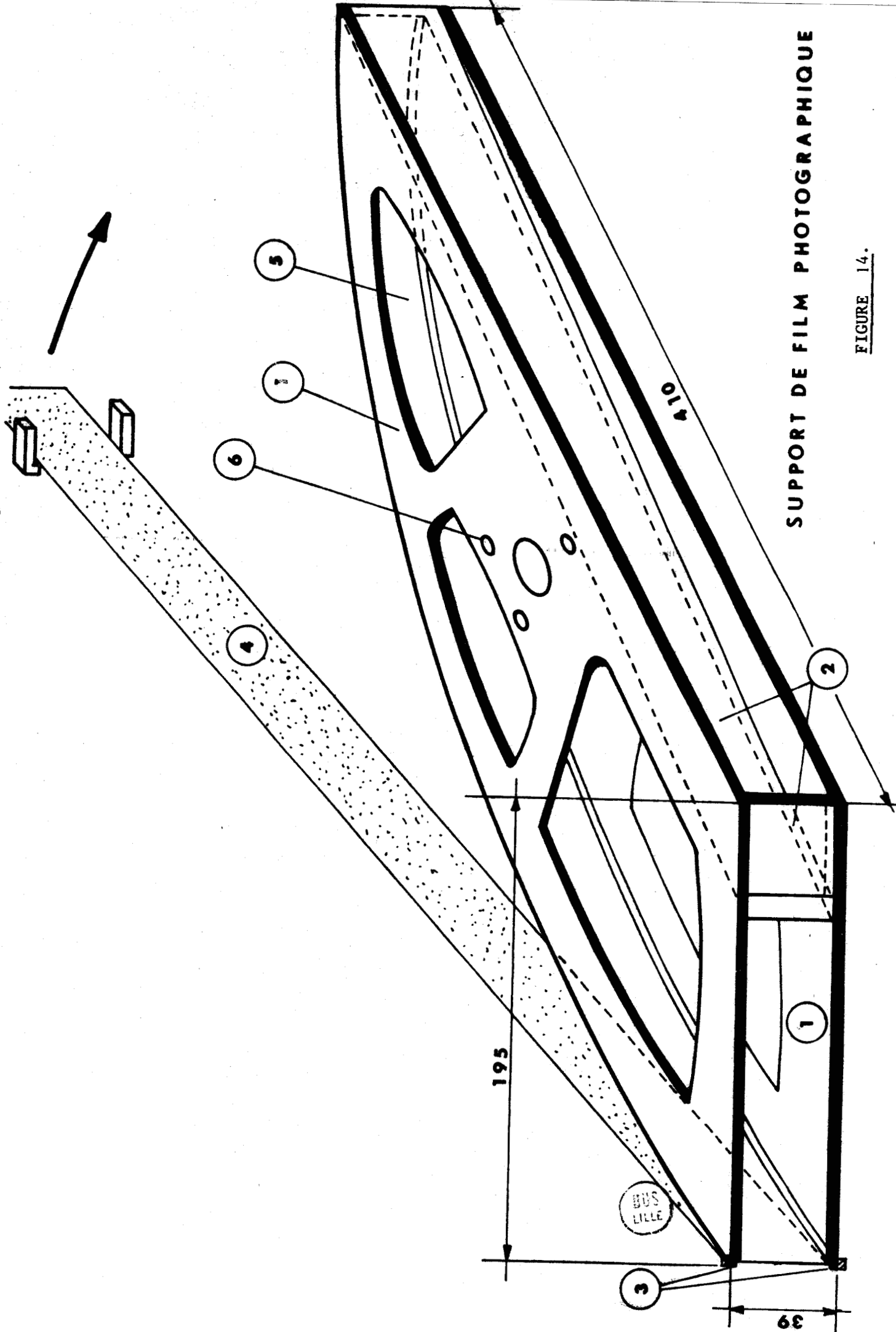
L'écart entre ρ' et r' a été minimisé par la méthode des moindres carrés et les valeurs obtenues sont :

$$X_c = - 42,44 \text{ mm}$$

$$Y_c = 442,18 \text{ mm}$$

$$R_c = 445,14 \text{ mm}$$

Il a été ainsi possible de réaliser ce support de film : sur la figure 14, deux plaques parallèles (1), écartées de 30 mm par des équerres (2), présentent le long de leur bord circulaire un décochet (3) qui permet au film photographique de 35 mm de hauteur de s'y encastrer et de se plaquer le long d'un arc de cercle de $445,14 \pm 0,10$ mm à l'aide d'un ressort en acier (4). Le faisceau de lumière XUV entre par la face avant, mais des évidements (5), qui allègent la pièce, permettent d'observer le film - ce qui facilite beaucoup les réglages - Trois trous (6) correspon-



SUPPORT DE FILM PHOTOGRAPHIQUE

FIGURE 14.

dant à trois embouts fixés au reste du montage servent à enlever et à remettre ce support de film sans le dérégler. Celui-ci possède, en outre, une symétrie telle qu'il peut être utilisé aussi bien pour l'un ou l'autre des montages (fig. 6 ou 7).

Pour les valeurs de X_c , Y_c et R_c données précédemment, l'écart $(r' - \rho')$ varie de 0,70 mm (pour $\lambda = 100 \text{ \AA}$) à - 0,79 mm (pour $\lambda = 1000 \text{ \AA}$) mais la moyenne des valeurs absolues des écarts est égale à 0,30 mm. Les valeurs données ont été calculées sans avoir été pondérées ; il est bien sûr possible - en perdant un peu sur l'écart moyen - de restreindre les écarts maximaux ou de favoriser une région bien déterminée du film photographique.

Le rayon du cercle R_c n'est connu qu'au 1/10^{ème} de mm près. De même, la précision du rayon de courbure R du réseau est de $\pm 0,1 \%$. Ceci correspond, pour le domaine 100 - 1000 \AA , à des variations de r' qui vont respectivement de $\pm 0,42$ à $\pm 0,14$ mm et de $\pm 0,20$ à $\pm 0,64$ mm, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que l'écart $(r' - \rho')$.

Cependant, il serait abusif d'ajouter ces différentes erreurs. En effet, à un petit changement du cercle de rayon R_c ou de la lemniscate liée au rayon de courbure R , on peut faire correspondre des variations de X_c et de Y_c telles que le cercle soit positionné au mieux le long de la lemniscate. Il peut se produire une variation importante de l'écart $(r' - \rho')$ en un point donné mais l'écart moyen reste sensiblement le même.

En pratique, on peut évaluer l'incertitude ainsi introduite sur la distance r' , de l'ordre de $\pm 0,6$ mm. Une telle incertitude entraîne un écart $\Delta\lambda$ qui peut être facilement calculé à partir de la relation (2.14) :

En posant $r' = \frac{R \cos^2 \beta}{\cos \alpha + \cos \beta} + \Delta r'$, on obtient :

$$0 = \sin \alpha - \sin \beta - kn \lambda - x_G \frac{(\cos \alpha + \cos \beta)^2}{R^2 \cos^2 \beta} \Delta r'$$

D'où, pour le premier ordre d'interférences, un écart en longueur d'onde égal à :

$$(3.1) \quad \frac{\lambda (\cos \alpha + \cos \beta)^2}{2n R^2 \cos^2 \beta} \Delta r'$$

λ étant la largeur du réseau.

Avec les données numériques, l'erreur sur la position du film photographique, indépendamment des erreurs de réglages proprement dit, entraîne ainsi un écart d'environ $\pm 0,03 \text{ \AA}$.

III. - LES REGLAGES

L'élément essentiel permettant les réglages est une lunette autocollimatrice MICRO-CONTROLE F.500. Un laser SPECTRA PHYSICS 133, placé devant la fente d'entrée et réglé horizontalement à l'aide de cette lunette, les rend plus faciles et plus rapides. Il s'agit essentiellement :

- du réglage des directions liées aux miroirs et réseaux,
- du réglage de la distance de la fente au miroir sphérique,
- du positionnement du support de film par rapport aux réseaux concaves.

La figure 15 représente les différentes étapes du réglage en directions du miroir concave : (a) l'axe de la lunette qui est équipée d'un niveau à bulle très sensible est horizontal. Il est colinéaire avec l'axe défini par la source et la fente que matérialise le faisceau laser ; (b) le miroir sphérique est réglé par autocollimation ; (c) il tourne d'un angle de 20° , repéré par le vernier du TR.80 ; (d) la lunette est positionnée par autocollimation ; (e) on tourne le miroir de 80° et on vérifie que le faisceau laser est centré sur la croisée des fils du réticule oculaire. Le miroir plan et les réseaux sont ensuite réglés de la même façon.

La résolution limite de la lunette ($1''$ sur un miroir $\phi 50$ poli à $\lambda/4$) n'est jamais atteinte, surtout en ce qui concerne les réseaux et le miroir concaves, pour lesquels la diaphragmation est nécessaire pour limiter les défauts dûs à la sphéricité. L'erreur angulaire la plus importante reste cependant toujours liée à la lecture des verniers TR.80. Les valeurs des angles peuvent être évalués à $\pm 2'$.

Cette précision n'a, d'ailleurs, une importance que pour les réseaux, la valeur de 80° n'étant pas impérative pour le miroir plan, ni pour le miroir sphérique. L'incertitude sur l'angle α entraîne une incertitude en longueur d'onde qui peut être déduite de l'équation (2.14) :

En posant $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$ et $r' = \frac{R \cos^2 \beta_0}{\cos \alpha_0 + \cos \beta_0}$

cette équation devient :

$$0 = \sin(\alpha_0 + \Delta\alpha) - \sin(\beta_0 + \Delta\beta) - kn\lambda$$

$$+ x_G \left[\cos^2(\beta_0 + \Delta\beta) \frac{\cos \alpha_0 + \cos \beta_0}{R \cos^2 \beta_0} - \frac{\cos(\alpha_0 + \Delta\alpha) + \cos(\beta_0 + \Delta\beta)}{R} \right]$$

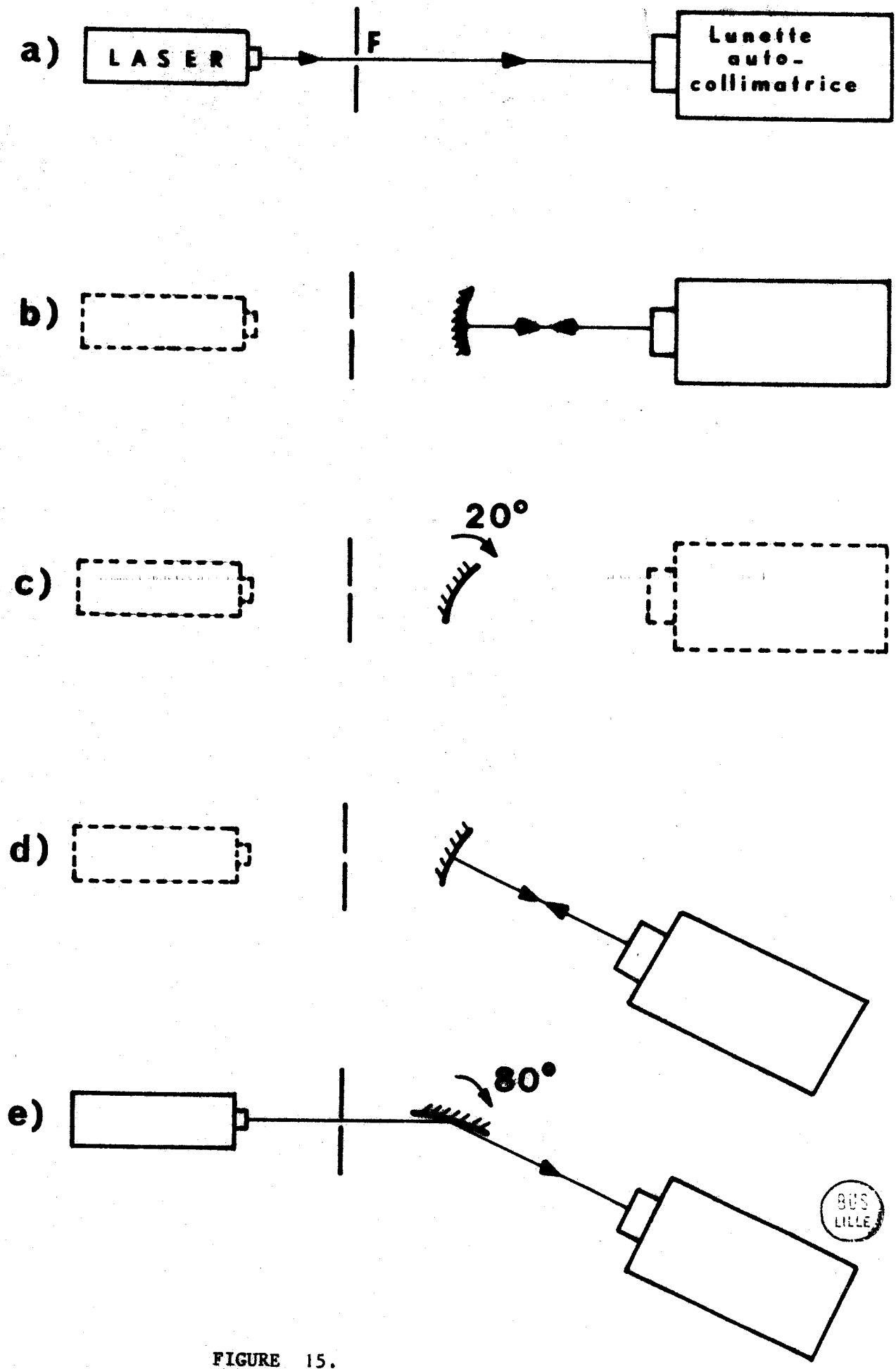


FIGURE 15.

soit :

$$0 = \sin \alpha_0 - \sin \beta_0 - kn \lambda + \cos \alpha_0 \Delta\alpha - \cos \beta_0 \Delta\beta$$

$$+ \frac{x_G}{R \cos \beta_0} \left(\sin \alpha_0 \cos \beta_0 \Delta\alpha - \sin \beta_0 (2 \cos \alpha_0 + \cos \beta_0) \Delta\beta \right) + \dots$$

La relation $\cos \alpha_0 \Delta\alpha - \cos \beta_0 \Delta\beta = 0$ qui s'en déduit, permet d'écrire l'équation sous la forme :

$$0 = \sin \alpha_0 - \sin \beta_0 - kn \lambda$$

$$+ \frac{x_G}{R \cos^2 \beta_0} \left(\sin \alpha_0 \cos^2 \beta_0 - \sin \beta_0 \cos \alpha_0 (2 \cos \alpha_0 + \cos \beta_0) \right) \Delta\alpha$$

Une imprécision angulaire $\Delta\alpha$ entraîne donc une incertitude en longueur d'onde égale à :

$$(3.2) \quad \frac{\lambda}{2n R \cos^2 \beta} \left| \sin \alpha \cos^2 \beta - \sin \beta \cos \alpha (2 \cos \alpha + \cos \beta) \right| \Delta\alpha$$

lorsque le réseau a une largeur ℓ et est utilisé pour le premier ordre d'interférences.

Cette imprécision est fonction croissante de la longueur d'onde. Elle serait égale à $\pm 0,002 \text{ \AA}$ pour $\lambda = 100 \text{ \AA}$, $\pm 0,010 \text{ \AA}$ pour $\lambda = 500 \text{ \AA}$ et $\pm 0,013 \text{ \AA}$ pour $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ si n'intervenait pas un autre facteur que nous allons voir plus loin : le réglage du porte-film.

La valeur de l'angle d'incidence γ n'a pas besoin d'être connue avec précision ; et il en est de même de la valeur de la distance r de la fente au miroir concave. Ce qui importe, c'est de régler celui-ci de sorte que la fente soit située sur son cercle focal.

Ainsi, après l'étape (e) de la figure 15, on fait varier la distance r en déplaçant le miroir sphérique à l'aide des unités de translation MR.80 et on observe, dans l'oculaire de la lunette réglée à l'infini, l'image de la fente d'entrée. Il est alors préférable d'éclairer cette fente à l'aide d'une lampe ordinaire émettant de la lumière blanche plutôt que du laser : on évite ainsi l'observation d'une petite image éblouissante correspondant à une radiation différente de celle qui éclaire le réticule.

L'écart minimal entre les positions du miroir pour lesquelles l'image n'est plus perçue avec netteté - ou encore pour lesquelles un dérèglement dans la mise au point de la lunette permet d'obtenir une meilleure image - est d'environ 4 mm. En tenant compte de la symétrie du phénomène, on peut évaluer l'erreur Δr inférieure au millimètre.

Cette erreur de réglage se répercute d'une part au niveau de la divergence du faisceau qui attaque le spécimen à étudier, d'autre part au niveau de la résolution en longueur d'onde.

La divergence du faisceau restera pratiquement la même ; en effet, on aura simplement, dans le second membre de l'équation (1.3) qui donne le cosinus de l'angle d'incidence, un terme supplémentaire en $X_M \Delta r$, si on limite le calcul au second ordre. Cette équation devient alors :

$$\cos i_S = \cos i + X_M \sin i \frac{4 \Delta r}{\rho^2 \cos \gamma} + \frac{3 X_M^2}{\rho^2} \operatorname{tg} \gamma \sin i$$

$$+ \text{termes en } Z_M^2, Z_M Z_F, Z_F^2 + O(3)$$

On en déduit au lieu de (1.4) :

$$\varepsilon = i - i_S = \frac{4 X_M \Delta r}{\rho^2 \cos \gamma} + \frac{3 X_M^2}{\rho^2} \operatorname{tg} \gamma + \dots$$

A un écart $\Delta r = 1 \text{ mm}$, correspond un accroissement de la divergence de 0,026 mrd. Cet accroissement d'environ 5" est donc faible par rapport à la "divergence" ε qui est de l'ordre de 1' ou 2'. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle la recherche de la netteté de l'image observée dans la lunette est aussi limitée.

La seconde conséquence de l'erreur Δr se situe au niveau de la résolution spectrale. En effet, si au lieu de (2.10), on pose :

$$r = \frac{\rho \cos \gamma}{2} + \Delta r$$

les relations (2.11) et (2.12) restent valables, mais il faut conserver dans l'expression

du chemin optique (2.8) le terme en $\frac{X_M^2}{2} \cos \gamma \left(\frac{\cos \gamma}{r} - \frac{2}{\rho} \right)$ qui n'est plus nul mais

$$\text{égal à } - \frac{2 X_M^2 \Delta r}{\rho^2} \text{ ou encore } - \frac{2 X_G^2 \Delta r \cos^2 \alpha}{\rho^2 \cos^2 \gamma}$$

Dans l'équation (2.13), le terme en x_G^2 s'écrit alors :

$$\frac{x_G^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} - \frac{4 \Delta r \cos^2 \alpha}{\rho^2 \cos^2 \gamma} \right)$$

et, au lieu de (2.14), on obtient :

$$0 = \sin \alpha - \sin \beta - n \lambda + x_G \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{R} - \frac{4 \Delta r \cos^2 \alpha}{\rho^2 \cos^2 \gamma} \right) + \dots$$

D'où, pour le premier ordre d'interférences, un écart en longueur d'onde :

$$(3.3) \quad \frac{2\lambda \cos^2 \alpha}{n \rho^2 \cos^2 \gamma} \Delta r$$

indépendant de λ et qui est égal à $\pm 0,012 \text{ \AA}$

Les réglages d'un support de film photographique sont beaucoup plus longs et difficiles en rayonnement XUV qu'en lumière visible. La méthode généralement utilisée consiste à tourner le réseau de telle sorte que le film soit éclairé par des radiations visibles (ou proche UV) ; mais elle n'est pas adaptée au montage Wadsworth dans lequel la distance $r' = R \cos^2 \beta / (\cos \alpha + \cos \beta)$ dépend directement de l'angle d'incidence. A des angles α différents, correspondent donc des lemniscates différentes. Toutefois, lorsque α est changé en $-\alpha$ (ou β en $-\beta$), la distance r' n'est pas modifiée, et pour le premier ordre d'interférences, on aura, au lieu de :

$$\sin \alpha - \sin \beta = n \lambda \quad (\text{en négligeant les aberrations})$$

la relation :

$$\sin \alpha + \sin \beta = n \lambda'$$

D'où :

$$\lambda + \lambda' = \frac{2 \sin \alpha}{n}$$

$$\lambda + \lambda' = 5471 \text{ \AA}$$

Au domaine spectral $100 - 1000 \text{ \AA}$ correspond donc, symétriquement par rapport à la normale au réseau, la région visible $5371 - 4471 \text{ \AA}$ (cf. fig. 16).

Le réseau étant réglé de la même façon que le miroir sphérique, la lunette

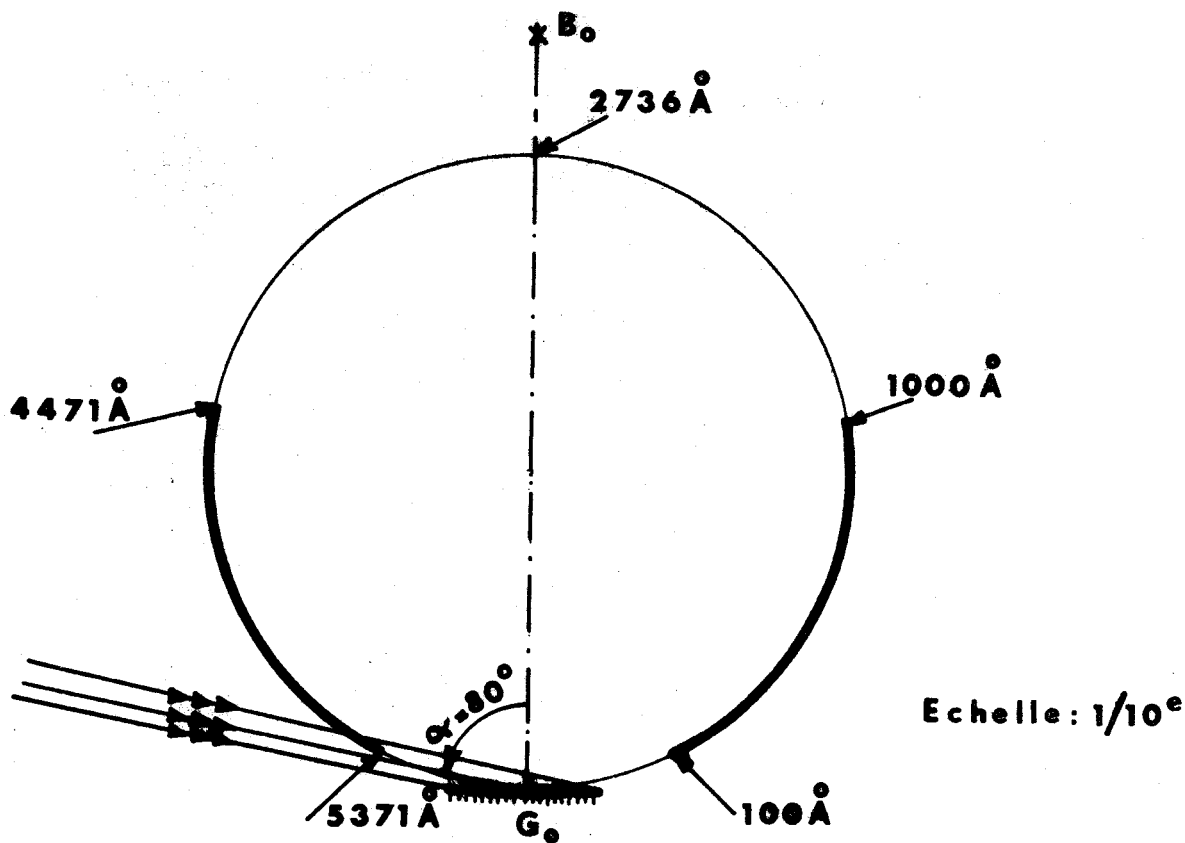


FIGURE 16.

PRINCIPE DE REGLAGE DU SUPPORT DU FILM PHOTOGRAPHIQUE

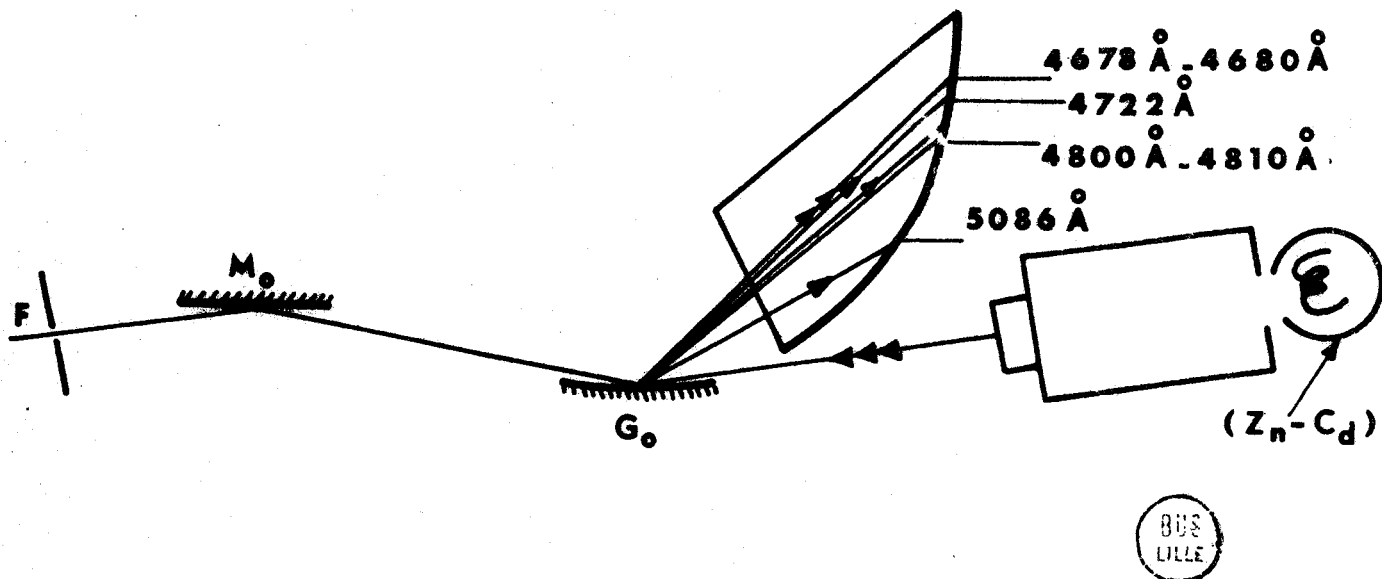


FIGURE 17.

se trouve dans une position identique à celle de la figure 15e ; elle est représentée sur la figure 17, la lampe blanche ayant été remplacée par une lampe spectrale (Zn, Cd) qui émet notamment les radiations :

5085,8 Å (Cd) ; 4810,5 Å (Zn) ; 4799,9 Å (Cd) ; 4722,2 Å (Zn) ;
4680,1 Å (Zn) ; 4678,2 Å (Cd).

Entre cette lampe et la lunette utilisée comme collimateur, sont placés une lentille de 20 dioptries (compromis entre un grandissement minimal et un encombrement limité) qui focalise cette lumière sur le réticule source, et un filtre anticalorique qui protège l'optique de la lunette.

La position des unités goniométrique et de translation du support de film - et aussi la verticalité des traits du réseau - qui correspondent aux raies visibles les plus nettes possible, sont repérées en deux temps : une première étape consiste à retirer le réticule source pour obtenir beaucoup de lumière ; la lunette n'est alors qu'approximativement réglée à l'infini mais les raies peuvent être observées visuellement ; la résolution est alors de l'ordre de 1 Å.

Ensuite, la lunette est équipée d'un trou source de 0,2 mm de diamètre ; le faisceau lumineux est mieux collimaté mais beaucoup moins intense ; il est alors nécessaire d'utiliser du film photographique, par exemple du Microfile Kodak qui permet de travailler en lumière rouge. Il n'est cependant pas possible d'obtenir des raies extrêmement fines. A titre d'exemple, la raie 4810,5 Å indique au microphotomètre une demi-largeur à mi-hauteur supérieure à 0,1 Å.

Ceci est dû essentiellement, non pas à une erreur de positionnement du film, mais au fait que le réseau est éclairé par un faisceau lumineux issu de la lunette autocollimatrice et non du miroir concave. Pour la radiation 4810,5 Å - symétrique de la radiation 660,5 Å - le terme de coma $|c_0|$, représenté sur la figure 8, est alors égal à $0,37 \text{ m}^{-2}$ (pour $\rho = \infty$) au lieu de $0,04 \text{ m}^{-2}$ (pour $\rho = 3 \text{ m}$), ce qui correspond - indépendamment des autres aberrations - à une "résolution" de $\pm 0,052 \text{ Å}$ au lieu de $\pm 0,006 \text{ Å}$. De plus, le trou source utilisé ayant un diamètre de 0,2 mm, ce qui correspond à une ouverture angulaire de $\pm 0,2 \text{ mrd}$, on en déduit aisément un élargissement de raie supplémentaire $\frac{\cos \alpha \Delta \alpha}{n}$ égal à $\pm 0,096 \text{ Å}$.

Même si le porte-film était parfaitement positionné, on n'obtiendrait donc pour la raie 4810,5 Å qu'une "résolution" de l'ordre de 0,15 Å.

Les autres facteurs qui augmentent la largeur de raie sont l'erreur de construction, qui a déjà été évaluée à $\pm 0,03 \text{ Å}$, l'erreur due à la mesure de l'angle α , et

enfin l'erreur de positionnement proprement dit.

L'incertitude en longueur d'onde liée à l'imprécision angulaire $\Delta\alpha = \pm 2'$ et qui est donnée par la formule (3.2), est égale à $\pm 0,021 \text{ \AA}$ et non pas à $\pm 0,011 \text{ \AA}$ comme ce serait le cas si on remplaçait $\lambda = 4810,5 \text{ \AA}$ par $\lambda = 660,5 \text{ \AA}$ dans cette formule. En effet, le fait qu'au moment du réglage du porte-film, les angles α et β ne sont pas de même signe, entraîne que les deux termes de (3.2) s'additionnent au lieu de se retrancher.

Par conséquent, étant donné la méthode de réglage du porte-film, l'imprécision des verniers entraîne une incertitude en longueur d'onde, pour le domaine 100 - 1000 \AA , qui est donnée non pas par (3.2) mais par :

$$(3.4) \quad \frac{\lambda}{2n R \cos^2 \beta} \left| \sin \alpha \cos^2 \beta + \sin \beta \cos \alpha (2 \cos \alpha + \cos \beta) \right| \Delta\alpha$$

Pour les longueurs d'onde 100, 500 et 1000 \AA , ce terme est respectivement égal à :

$$0,033 \text{ \AA} \quad ; \quad 0,023 \text{ \AA} \quad ; \quad 0,019 \text{ \AA}$$

(au lieu de $0,002 \text{ \AA} \quad ; \quad 0,010 \text{ \AA} \quad ; \quad 0,013 \text{ \AA}$)

Cette augmentation de l'incertitude liée à $\Delta\alpha$ est donc importante, surtout pour les courtes longueurs d'onde. Elle est alors plus grande que l'erreur de positionnement proprement dit, qu'on a pu évaluer à environ $\Delta r' = \pm 0,2 \text{ mm}$ d'après les déplacements des unités de translation et rotation, ce qui correspond, en tenant compte de (3.1), à un écart en longueur d'onde de $\pm 0,01 \text{ \AA}$.

En conclusion, le schéma ci-dessous indique l'influence des différentes erreurs qui limitent la résolution, pour une longueur d'onde moyenne, dans le premier ordre d'interférences.

$$\begin{array}{l} \text{CONSTRUCTION} \\ \text{REGLAGES} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \Delta r' \longrightarrow \pm 0,03 \text{ \AA} \\ \left. \begin{array}{l} \Delta r \longrightarrow \pm 0,01 \text{ \AA} \\ \Delta\alpha \longrightarrow \pm 0,03 \text{ \AA} \\ \Delta r' \longrightarrow \pm 0,01 \text{ \AA} \end{array} \right\} \pm 0,05 \text{ \AA} \end{array} \right\} \pm 0,08 \text{ \AA}$$

En faisant une série de poses correspondant à différentes positions du film éclairé à l'aide de la source XUV, il est possible de restreindre l'erreur de réglages pour tout le domaine spectral 100 - 1000 Å. Mais cette méthode extrêmement longue et pénible ne peut être valablement utilisée que si l'on s'intéresse à un petit intervalle de longueurs d'onde bien déterminé. Elle peut alors permettre de réduire, dans ce cas, les erreurs de réglages et de construction en même temps.

Lorsque l'on supposait un réglage parfait - et des fentes d'entrée et de sortie infiniment fines - la "résolution", qui sera notée $\Delta\lambda_{\text{aberr}}$, a été définie à partir de (2.29) et représentée sur la figure 11. L'une de ces courbes (cas décalé, $d = 0,24 \text{ m}$) a été reportée sur la figure 18 pour mieux comparer $\Delta\lambda_{\text{aberr}}$ avec $\Delta\lambda_{\text{régl}}$ qui est lié aux erreurs de réglages et à la construction du porte-film.

$\Delta\lambda_0$ représente la "résolution" qui tient compte des aberrations proprement dites et des incertitudes de réglage. Elle est la combinaison de $\Delta\lambda_{\text{aberr}}$ et de $\Delta\lambda_{\text{régl}}$ et non simplement leur somme.

En effet, une erreur $\Delta r'$ provoque un écart en longueur d'onde supplémentaire de type (3.1), et l'équation (2.29) doit alors être remplacée par :

$$\delta\lambda = \frac{1}{kn} \left[a \Delta r' x_G + C_0 x_G^2 + T(z^2) \right] + O(3)$$

relation dans laquelle on a :

$$a = \frac{(\cos \alpha + \cos \beta)^2}{R^2 \cos^2 \beta}$$

$$T(z^2) = \text{termes du } 2^{\text{d}} \text{ ordre en } Z_F, z_P \text{ et } \zeta$$

La grandeur x_G varie de $-\frac{\ell}{2}$ à $+\frac{\ell}{2}$ et la dérivée partielle $\frac{\partial}{\partial x_G} (\delta\lambda)$ s'annule pour $x_G = -\frac{a \Delta r'}{2 C_0}$.

On en déduit les valeurs minimale et maximale de $\delta\lambda$:

$$\left\{ \begin{array}{l} kn \delta\lambda_{\min} = -\frac{a^2 \Delta r'^2}{4 |C_0|} + T(z^2)_{\min} \quad \text{si } \left| \frac{a \Delta r'}{2 C_0} \right| < \frac{\ell}{2} \\ kn \delta\lambda_{\min} = -a |\Delta r'| + |C_0| \left(\frac{\ell}{2} \right)^2 + T(z^2)_{\min} \quad \text{si } \left| \frac{a \Delta r'}{2 C_0} \right| > \frac{\ell}{2} \\ kn \delta\lambda_{\max} = a |\Delta r'| \left(\frac{\ell}{2} \right) + |C_0| \left(\frac{\ell}{2} \right)^2 + T(z^2)_{\max} \end{array} \right.$$

" RESOLUTION " DU MONTAGE (d = 0,24 m)

(en supposant les fentes infiniment fines)

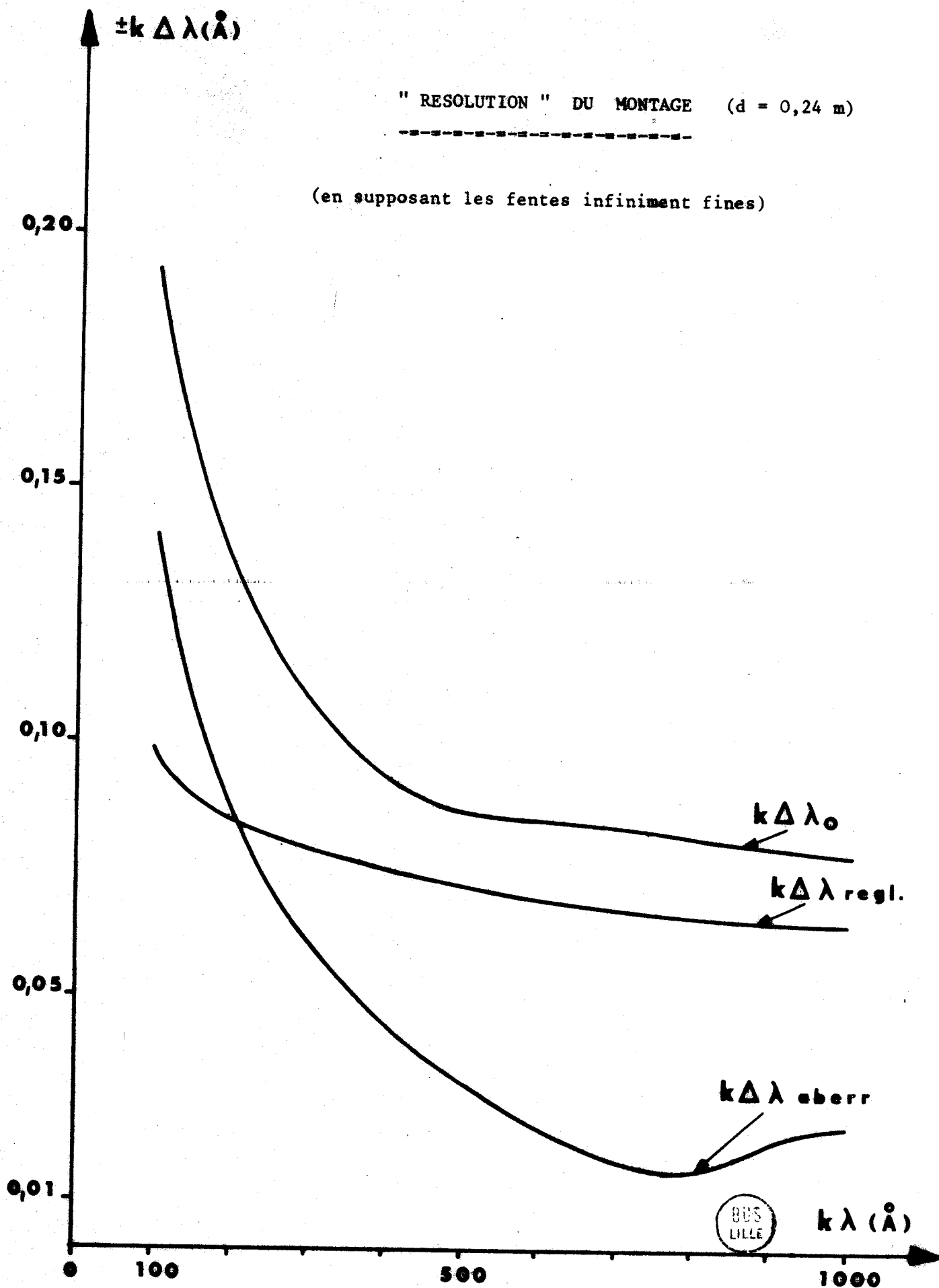


FIGURE 18.

La "résolution" $\Delta\lambda_0 = \frac{\delta\lambda_{\max} - \delta\lambda_{\min}}{2}$ peut ainsi s'écrire

$$* \text{ si } \left| \frac{a \Delta r'}{2 C_0} \right| \leq \frac{\ell}{2} : \Delta\lambda_0 = \frac{1}{kn} \left[\frac{a |\Delta r'|}{2} \left(\frac{\ell}{2} \right) + \frac{|C_0|}{2} \left(\frac{\ell}{2} \right)^2 + \frac{a^2 \Delta r'^2}{8 |C_0|} + \frac{T(z^2)_{\max} - T(z^2)_{\min}}{2} \right]$$

ce qui se réduirait, dans le cas où il n'y aurait pas d'erreur de réglage, à :

$$\Delta\lambda_{\text{aberr}} = \frac{1}{kn} \left\{ \frac{|C_0|}{2} \left(\frac{\ell}{2} \right)^2 + \frac{T(z^2)_{\max} - T(z^2)_{\min}}{2} \right\}$$

soit : $\Delta\lambda_{\text{aberr}} = \Delta\lambda_{\text{coma}} + \Delta\lambda_{\text{courbure}}$

$$* \text{ si } \left| \frac{a \Delta r'}{2 C_0} \right| \geq \frac{\ell}{2} : \Delta\lambda_0 = \frac{1}{kn} \left[a |\Delta r'| \frac{\ell}{2} + \frac{T(z^2)_{\max} - T(z^2)_{\min}}{2} \right]$$

ce qui se réduirait, s'il n'y avait pas d'aberrations proprement dites, à :

$$\Delta\lambda_{\text{régl.}} = \frac{a |\Delta r'|}{kn} \left(\frac{\ell}{2} \right)$$

On peut donc mettre ces équations sous la forme :

$$(3.5) \quad \Delta\lambda_0 = \frac{1}{2} \Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_{\text{aberr}} + \frac{\Delta\lambda_{\text{régl.}}^2}{16 \Delta\lambda_{\text{coma}}} \quad \text{si } \Delta\lambda_{\text{régl.}} \leq 4 \Delta\lambda_{\text{coma}}$$

et

$$(3.6) \quad \Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_{\text{courbure}} \quad \text{si } \Delta\lambda_{\text{régl.}} \geq 4 \Delta\lambda_{\text{coma}}$$

Ce terme $\Delta\lambda_0$ est donc inférieur à $\Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_{\text{aberr}}$; il ne sera égal à cette somme que dans le cas particulier où le terme de coma s'annule.

Les deux possibilités $\Delta\lambda_{\text{régl.}} < 4 \Delta\lambda_{\text{coma}}$ et $\Delta\lambda_{\text{régl.}} > 4 \Delta\lambda_{\text{coma}}$ correspondent, sur la figure 18, respectivement aux domaines 100-500 Å et 500-1000 Å.

Pour les courtes longueurs d'onde, l'allure de la courbe est fortement mar-

quée par l'influence du terme de coma. Pour les grandes longueurs d'onde, au contraire, la résolution $\Delta\lambda_0$ est indépendante des variations de la coma. Cette indépendance n'a pas de signification réelle mais est simplement liée aux limites de l'optique géométrique. Les calculs donnent, cependant, l'ordre de grandeur de la résolution que l'on pourrait obtenir si les fentes d'entrée et de sortie étaient infiniment fines, ce qui est loin d'être le cas puisque nous avons été obligés d'utiliser une fente d'entrée assez large comme nous allons le voir un peu plus loin.

EV. - PREMIERS RESULTATS

Les premiers essais furent effectués avec la lampe HOPFIELD. Malgré le bon fonctionnement de celle-ci - qui fut vérifié à l'aide d'un spectrographe JARELL-ASH de 3 mètres en incidence normale - aucun spectre n'a été formé avec la fente d'entrée de 25 μ ; seules quelques raies correspondant à des longueurs d'onde voisines de 1000 Å furent obtenues avec une fente de 100 μ , en exposant un film Kodak-Pathé S.C.5. pendant une demi-heure ; sur le reste du film, il n'était pas possible d'extraire le continuum du fond de lumière parasite.

Par la suite, nous avons utilisé du film Eastman Kodak S.W.R. dont l'emploi est beaucoup plus commode : il est moins fragile, il peut être utilisé en lumière rouge et possède une durée de conservation beaucoup plus longue. Etant moins sensible que le S.C.5., le S.W.R. avait été abandonné au cours des premiers essais mais a pu être repris pour les essais suivants, réalisés avec la source B.R.V. qui émet des radiations plus intenses et couvrant tout le domaine spectral étudié. Cependant, même avec cette nouvelle source, il fut très difficile d'obtenir des spectres corrects à cause de la faible luminosité du spectrographe.

Un facteur important pour la luminosité est l'astigmatisme. Nous avons vu précédemment que l'image astigmatique est grande ; pour les valeurs $d = 0,24$ m et $d = 0,88$ m dans notre montage, elle a respectivement à peu près la même hauteur ou une hauteur double comparativement à celle formée par le montage rasant du type Rowland. Une différence plus importante par rapport aux montages classiques est la présence du miroir sphérique et du miroir plan séparateur. Ceux-ci ont été recouverts d'or ; ce métal est, avec le platine, le réflecteur le plus usuel dans le domaine XUV ; il présente l'avantage de pouvoir être évaporé sous vide très facilement. Les pouvoirs réflecteurs ont été calculés, pour une incidence de 80°, à partir des valeurs des indices optiques données par SAVINOV [42] et par CANFIELD [43].

λ	R_{\perp} (80°)	R_{\parallel} (80°)	$\frac{1}{2} (R_{\perp} + R_{\parallel})$
[42] { 109 Å	66 %	62 %	64 %
{ 190 Å	60 %	52 %	56 %
{ 300 Å	66 %	47 %	56 %
{ 400 Å	71 %	48 %	59 %
{ 500 Å	74 %	50 %	62 %
[43] { 600 Å	73 %	41 %	57 %
{ 700 Å	70 %	41 %	55 %
{ 800 Å	72 %	43 %	57 %
{ 900 Å	73 %	41 %	57 %
{ 1000 Å	73 %	38 %	55 %

Les valeurs moyennes se situent toutes au voisinage de 60 %. Le faisceau collimaté est séparé sensiblement à mi-hauteur par le miroir plan et les deux films photographiques reçoivent donc à peu près le même flux lumineux, les pertes dues à la réflexion sur le miroir plan étant compensées par un astigmatisme plus important pour le faisceau direct ($d = 0,88$ m).

Un spectrographe classique équivalent (c'est-à-dire utilisant un réseau identique placé sur son cercle de Rowland et éclairé sous une incidence de 80°) serait trois fois plus lumineux que celui que nous avons réalisé. Le rapport entre la luminosité de ce spectrographe équivalent et celle d'un spectrographe basé sur le montage Wadsworth qui ne serait pas destiné à l'étude de pouvoirs réflecteurs, ne serait toutefois que de 1,7.

Mais si l'on veut réellement comparer notre montage avec les spectrographes ou les monochromateurs généralement utilisés, il faut noter que les réseaux les plus courants ne possèdent que 1200 traits/mm ou même, plus souvent, 600 traits/mm, alors que le réseau dont nous avons disposé a 3600 traits/mm. Le gain en résolution spectrale ainsi obtenu diminue la luminosité du montage qui, au total, est près de 10 ou 20 fois plus faible que celle des instruments habituels.

Enfin, les conditions défavorables dans lesquelles la source B.R.V. a été utilisée, ont été un facteur supplémentaire du manque de lumière. Cette source d'étincelles comporte trois électrodes dont une sert au déclenchement de l'étincelle principale ; l'échauffement de l'anode d'uranium qui entraîne une vaporisation importante de

métal ne permet pas de placer la source juste devant l'appareil dispersif ; en principe l'emploi d'un miroir torique remédie à cet inconvénient [44], car non seulement il protège la fente d'entrée des projections de particules, mais aussi il permet de concentrer la lumière. De plus, la réalisation d'un support faisant varier l'angle d'incidence de ce miroir auxiliaire, rend possible la séparation des différents spectres correspondant à des ordres d'interférences successifs [45]. Les délais de l'atelier de mécanique sont cependant tels que nous avons préféré vérifier le fonctionnement du spectrographe en adaptant le support de la lampe HOPFIELD à la source B.R.V., sans attendre la réalisation d'un dispositif avec miroir torique. Ce support a été raccordé à l'ensemble de pompage BEAUDOIN 820 (60 litres/sec) afin d'obtenir une pression de 10^{-5} torr dans la B.R.V. Dans ces conditions, la source proprement dite, qui est sensiblement ponctuelle, est située à environ 10 cm de la fente d'entrée.

Pour compenser, en partie, le manque de concentration de la lumière, nous avons été amené à utiliser une fente large et épaisse.

Faute de miroir torique, différentes tentatives ont été faites pour faire converger la lumière issue de la source vers la fente d'entrée. Des essais préliminaires ont été effectués à l'aide du laser SPECTRA-PHYSICS 133 en utilisant un montage à l'échelle 10 pour simuler, aux phénomènes de diffraction près, ce qui peut être obtenu pour la longueur d'onde 600 Å à l'aide du montage réel. Des tentatives faites avec des cônes réfléchissants en aluminium n'ont pas été concluantes, ceux-ci devant être extrêmement aplatis pour que la lumière réfléchie ne tombe pas à côté du miroir sphérique. De meilleurs résultats ont été obtenus à l'aide d'une fente épaisse, du même type que celle qui servait à limiter le débit de l'hélium de la lampe HOPFIELD vers l'enceinte à vide, mais avec les lèvres épaisses disposées en coin de petit angle. Avec une inclinaison de 2,9 mrd de ces lèvres par rapport à l'axe optique, on obtient une intensité lumineuse trois fois plus importante qu'avec une fente classique, pour une source ponctuelle située sur l'axe optique. Cependant, un déplacement latéral de cette source entraîne une chute rapide du gain d'intensité si bien que pour une source étendue et instable en position, le gain est nettement moins appréciable. La non-reproductibilité des coups émis par la B.R.V. ne nous a pas permis d'évaluer ce gain.

La largeur a été choisie égale à 100 μ , ce qui correspond pratiquement au maximum rencontré dans les spectrographes ou monochromateurs utilisés pour l'ultraviolet lointain. Celle-ci limite beaucoup la résolution : à cette ouverture angulaire $\Delta\gamma = \pm 0,19$ mrd, correspond une largeur spectrale $\Delta\lambda_f = \frac{\cos \alpha}{kn} \Delta\gamma$, égale à $\pm 0,09$ Å pour le premier ordre d'interférences. La "résolution" n'est plus donnée par $\Delta\lambda_0$ (qui correspondait à une fente infiniment fine) mais par $\Delta\lambda$, combinaison de $\Delta\lambda_{aberr.}$, $\Delta\lambda_{régl.}$ et $\Delta\lambda_f$ (en supposant la largeur de fente du microphotomètre petite par rapport à la

largeur de l'image de la fente d'entrée). On peut établir de la même façon que pour (3.5) et (3.6) les nouvelles relations :

$$(3.7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\lambda = \frac{1}{2} \Delta\lambda_{\text{régl.}} + \frac{1}{2} \Delta\lambda_f + \Delta\lambda_{\text{aberr.}} + \frac{(\Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_f)^2}{16 \Delta\lambda_{\text{coma}}} \\ \text{si : } \Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_f \leq 4 \Delta\lambda_{\text{coma}} \end{array} \right.$$

et

$$(3.8) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\lambda = \Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_f + \Delta\lambda_{\text{courbure}} \\ \text{si : } \Delta\lambda_{\text{régl.}} + \Delta\lambda_f \geq 4 \Delta\lambda_{\text{coma}} \end{array} \right.$$

L'écart ainsi introduit entre $\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda$ calculé, fig. 19) et $\Delta\lambda_0$ (fig.18) varie de 0,06 Å à 0,09 Å. Il est donc important, surtout pour le domaine 400 - 1000 Å où l'on a la relation :

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_f + \Delta\lambda_0 \geq 2 \Delta\lambda_0$$

Un autre inconvénient lié à la faible luminosité du montage est la difficulté d'obtenir un bon rapport signal/bruit. Le spectre étant peu intense, il a été indispensable d'éliminer le plus possible la lumière parasite, même lorsque celle-ci est faible et donc très difficile à détecter.

On a d'abord noirci l'intérieur de la couronne de l'enceinte à vide et les différents supports susceptibles de réfléchir ou de diffuser de la lumière ; on a aussi piégé les faisceaux réfléchis par chacun des réseaux pour l'ordre zéro. Ensuite, une mise au point très longue et à caractère empirique a consisté à placer des diaphragmes et à faire varier leurs positions et leurs dimensions pour parvenir à éliminer au mieux la lumière parasite. De tels caches ont été positionnés devant le miroir sphérique et devant chacun des réseaux concaves. La planche II permet une vue d'ensemble de l'appareil prêt à fonctionner.

Dans ces conditions, plusieurs séries de films ont été tirés. La fréquence des décharges a été réglée à 5 Hz, ce qui est voisin de la limite permise pour conserver une pression inférieure à 10^{-4} Torr dans la B.R.V. La fréquence indiquée est cependant assez peu significative car l'état des électrodes se détériore rapidement et la fréquence se met alors à décroître jusqu'à l'arrêt (lorsque la cathode est complètement encrassée). De plus, l'intensité émise n'est pas la même à chaque impulsion ; les temps de pose ne peuvent donc pas être reliés de façon précise à l'intensité des spectres. Signalons simplement que des films SWR moyennement exposés, tels ceux présentés sur la planche III

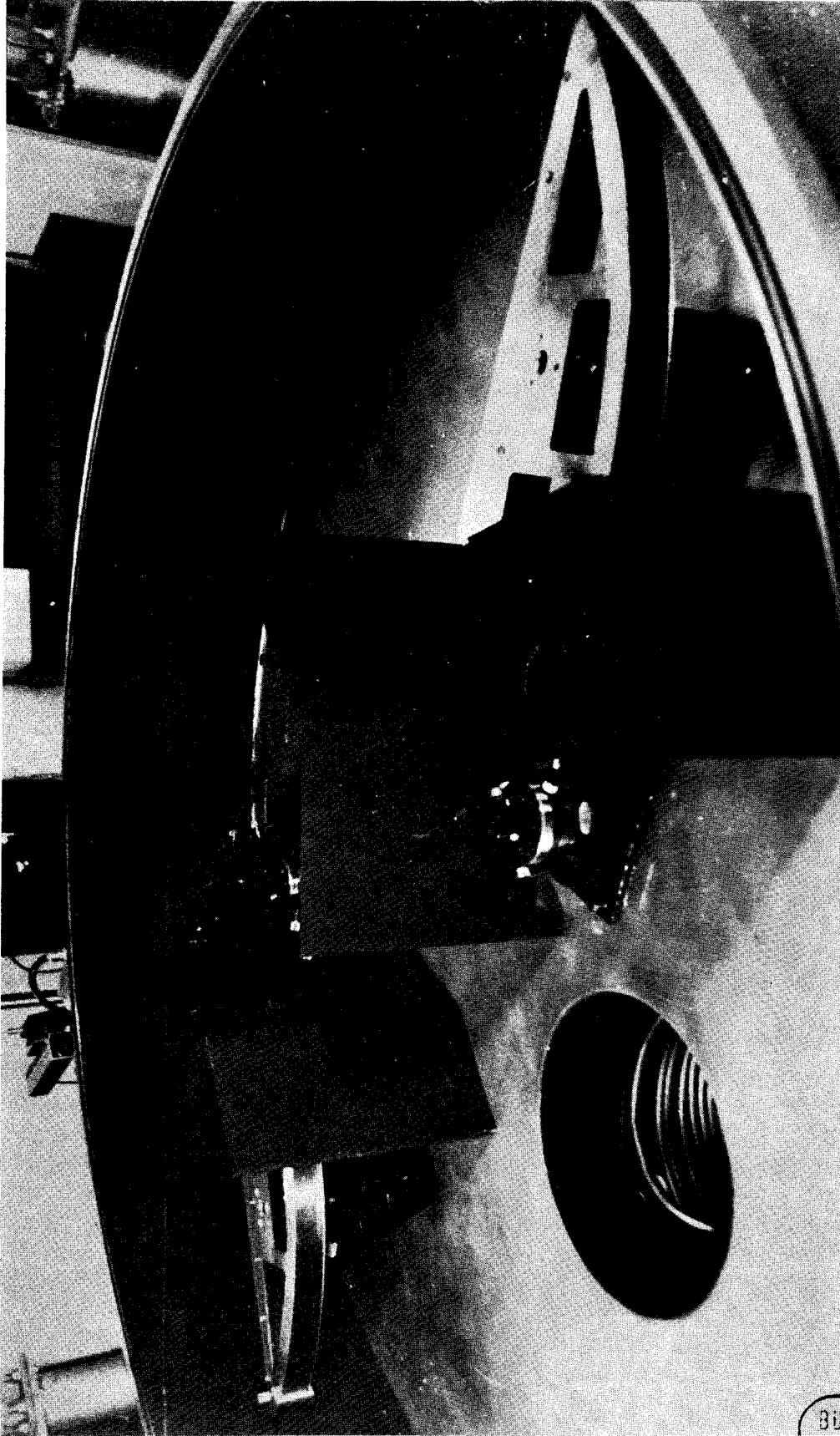


PLANCHE II.

Vue d'ensemble de l'appareil ouvert

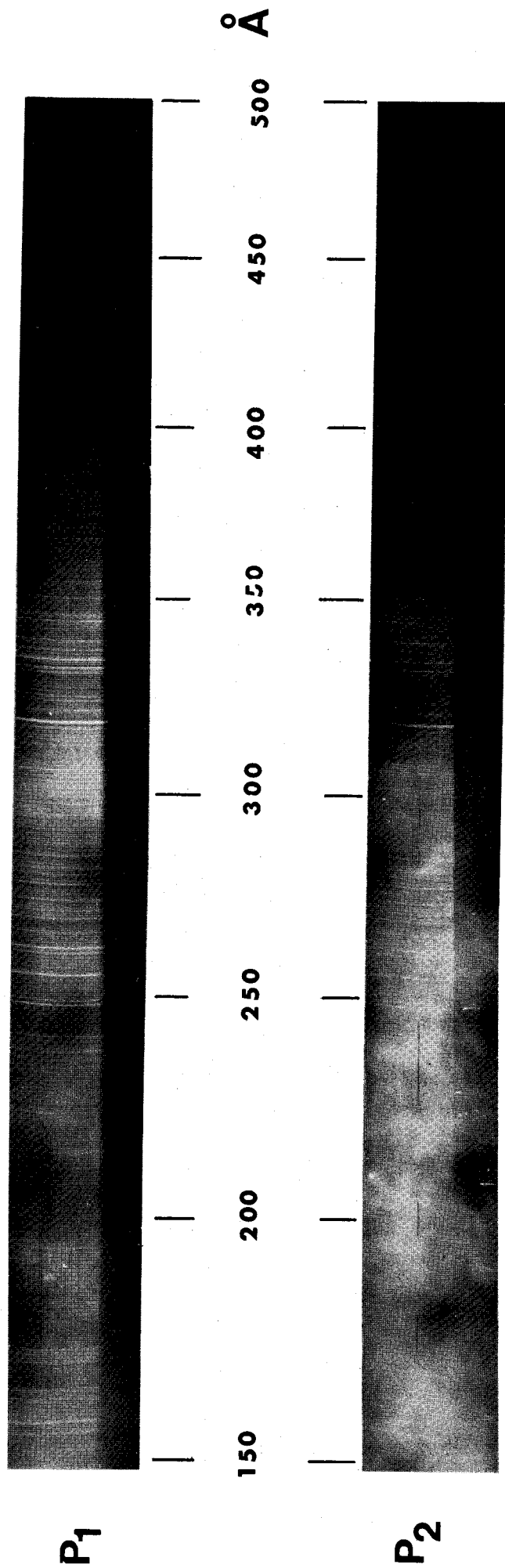


PLANCHE III.

Spectres (positifs) dans l'ultraviolet extrême, correspondant aux deux supports de films.



correspondent à un temps d'exposition d'environ une demi-heure (mais à un nombre de coups voisin de 6000) et à un temps de développement de 2 mn dans le révélateur D.19b en solution normale.

Ces films sont nettement plus exposés du côté des courtes longueurs d'onde que du côté des grandes longueurs d'onde. Ce phénomène n'est pas dû à la sensibilité de l'émulsion photographique SWR [46] ni au pouvoir réflecteur des miroirs recouverts d'or, mais à l'efficacité spectrale des réseaux dont l'angle de miroitement est de 1° et surtout à l'émission de la source elle-même.

Le fond de lumière parasite est assez faible sur le film qui correspond à la position P.1 du schéma d'ensemble (fig. 6). Il est plus intense sur le film P.2, mais nous nous sommes aperçus que ceci était dû au réseau R_2 , pour lequel l'opération délicate de nettoyage serait peut être nécessaire.

BUS
LILLE

De très nombreuses raies se superposent au continuum de l'Uranium. Leur présence est liée à la détérioration de l'anode d'Uranium. Nous n'avons pas cherché à les éliminer puisqu'elles nous permettent de repérer les longueurs d'onde bien que l'étalonnage du spectrographe n'ait pas été réalisé de façon très précise. Le spectre de l'Uranium est très compliqué et mal connu dans la région spectrale étudiée ; c'est pourquoi un étalonnage est souvent effectué par l'intermédiaire du spectre de l'Aluminium qui n'a qu'un petit nombre de raies très bien identifiées ; il suffit de remplacer l'électrode d'Uranium par une électrode d'Aluminium. Un tel essai n'a donné aucun résultat car ce métal s'évapore facilement de sorte que la durée de fonctionnement de la B.R.V. a été très brève et le flux de lumière beaucoup trop faible pour le spectrographe qui est peu lumineux. Dans ces conditions, un étalonnage approximatif a été réalisé à partir de trois éléments : le calcul des longueurs d'onde qui correspondent à divers points de la lemniscate (à partir des relations (2.14) et (2.16)) ; le spectre des radiations visibles qui a servi au positionnement du support de film ; enfin le repérage des raies correspondant à une même radiation pour des ordres d'interférences successifs. Notons que la dispersion linéaire n'est pas constante : pour les longueurs d'onde 100 \AA , 500 \AA et 1000 \AA , elle est égale respectivement à $1,03 \text{ \AA/mm}$, $1,85 \text{ \AA/mm}$ et $2,47 \text{ \AA/mm}$; elle est très voisine de la dispersion linéaire donnée par le montage Rowland équivalent (respectivement $0,88 \text{ \AA/mm}$, $1,65 \text{ \AA/mm}$ et $2,17 \text{ \AA/mm}$).

L'enregistrement microphotométrique du spectre a permis de déterminer le pouvoir de résolution du spectrographe pour différentes longueurs d'onde. Il a été nécessaire de choisir les raies les mieux isolées de façon à mesurer avec précision leur hauteur par rapport au continuum et déterminer leur demi-largeur à mi-hauteur. Cette demi-largeur, exprimée en Angströms, a été reportée sur la figure 19 ; elle est plus petite que la "résolution" qui a été déduite des calculs d'optique géométrique, comme

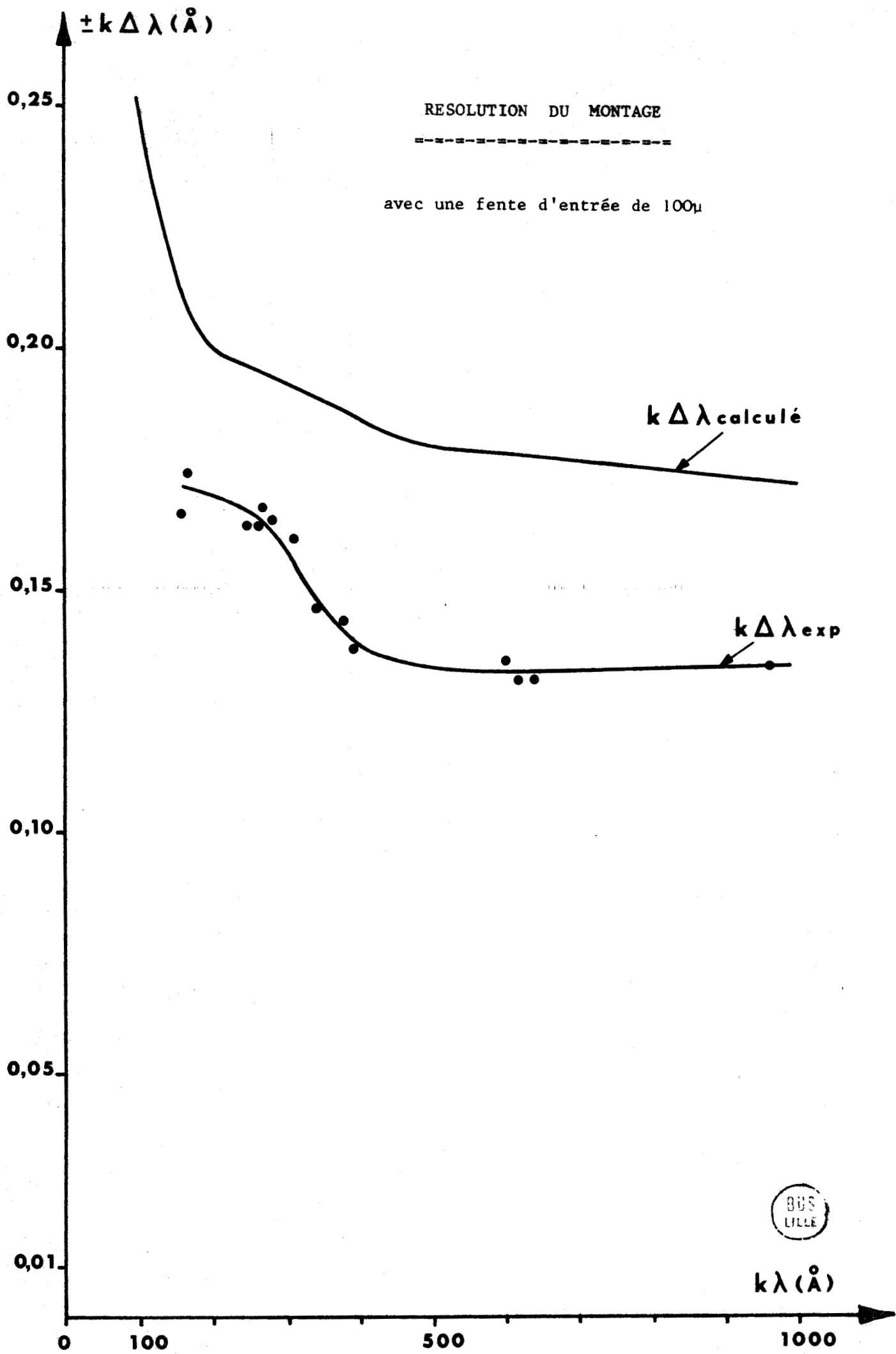
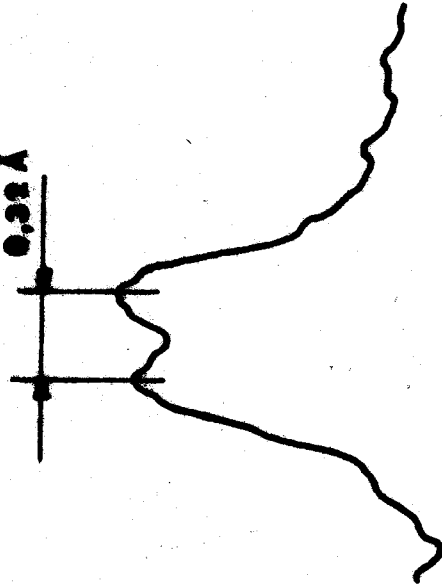


FIGURE 19.



1 Å

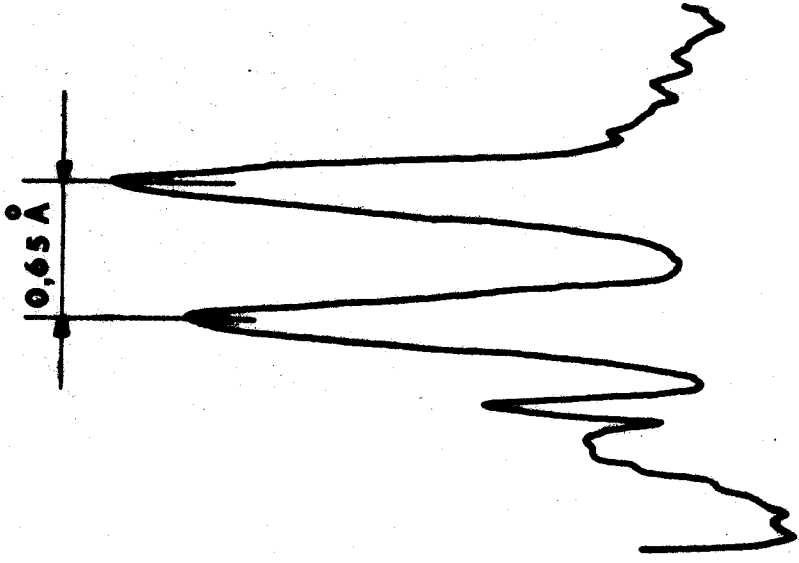
0.32 Å



$\lambda \approx 320 \text{ \AA}$

1 Å

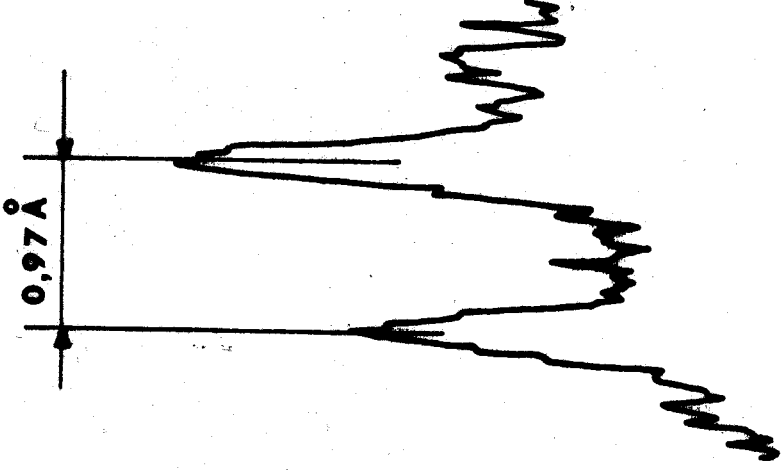
0.65 Å



$\lambda \approx 640 \text{ \AA}$

1 Å

0.97 Å



$\lambda \approx 960 \text{ \AA}$

PLANCHE IV



ENREGISTREMENTS MICROPHOTOMETRIQUES D'UN DOUBLET POUR DES ORDRES D'INTERFERENCES DIFFERENTS.

cela était prévisible (cf. fin de la II^{ème} partie). La planche IV qui reproduit les enregistrements d'un doublet pour des ordres d'interférences différents illustre la variation de la résolution en fonction de $k\lambda$.

En photométrie photographique, l'utilisation du microdensitomètre est beaucoup plus commode que celle du microphotomètre. Pour ce dernier, il est nécessaire de calculer le rapport des déviations Δ et δ respectivement pour la raie étudiée et pour le fond de lumière parasite. Par contre, le microdensitomètre fournit directement la densité optique $\log \frac{1}{\Delta}$, si le zéro est préalablement réglé sur le fond de lumière parasite correspondant. Lorsque l'exposition du film correspond à la partie rectiligne de la courbe caractéristique, l'intensité \mathcal{J} de la lumière est liée à la densité optique par :

$$d = \gamma \log \mathcal{J} t - Cte$$

où t est un facteur qui dépend surtout du temps de pose.

Pour une paire de films P_1 et P_2 (correspondant respectivement à $d = 0,24 \text{ m}$ et $d = 0,88 \text{ m}$), issus d'une même bobine de SWR et développés dans les mêmes conditions, de sorte que leurs courbes caractéristiques soient pratiquement confondues, on a les relations :

$$d_1 = \gamma \log \mathcal{J}_1 t - Cte$$

$$d_2 = \gamma \log \mathcal{J}_2 t - Cte$$

d'où :

$$d_1 - d_2 = \gamma \log \frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_2}$$

Cette différence $d_1 - d_2$ a été calculée à partir des mesures des densités optiques et reportée sur la figure 20 pour différentes valeurs de $k\lambda$.

Pour une paire de films correspondant au second montage (avec le spécimen à étudier), on peut écrire de la même façon :

$$d'_1 = \gamma' \log \mathcal{J}_1 t' - Cte'$$

$$d'_2 = \gamma' \log R \mathcal{J}_2 t' - Cte'$$

où R représente le pouvoir réflecteur du spécimen, pour un angle d'attaque u donné.

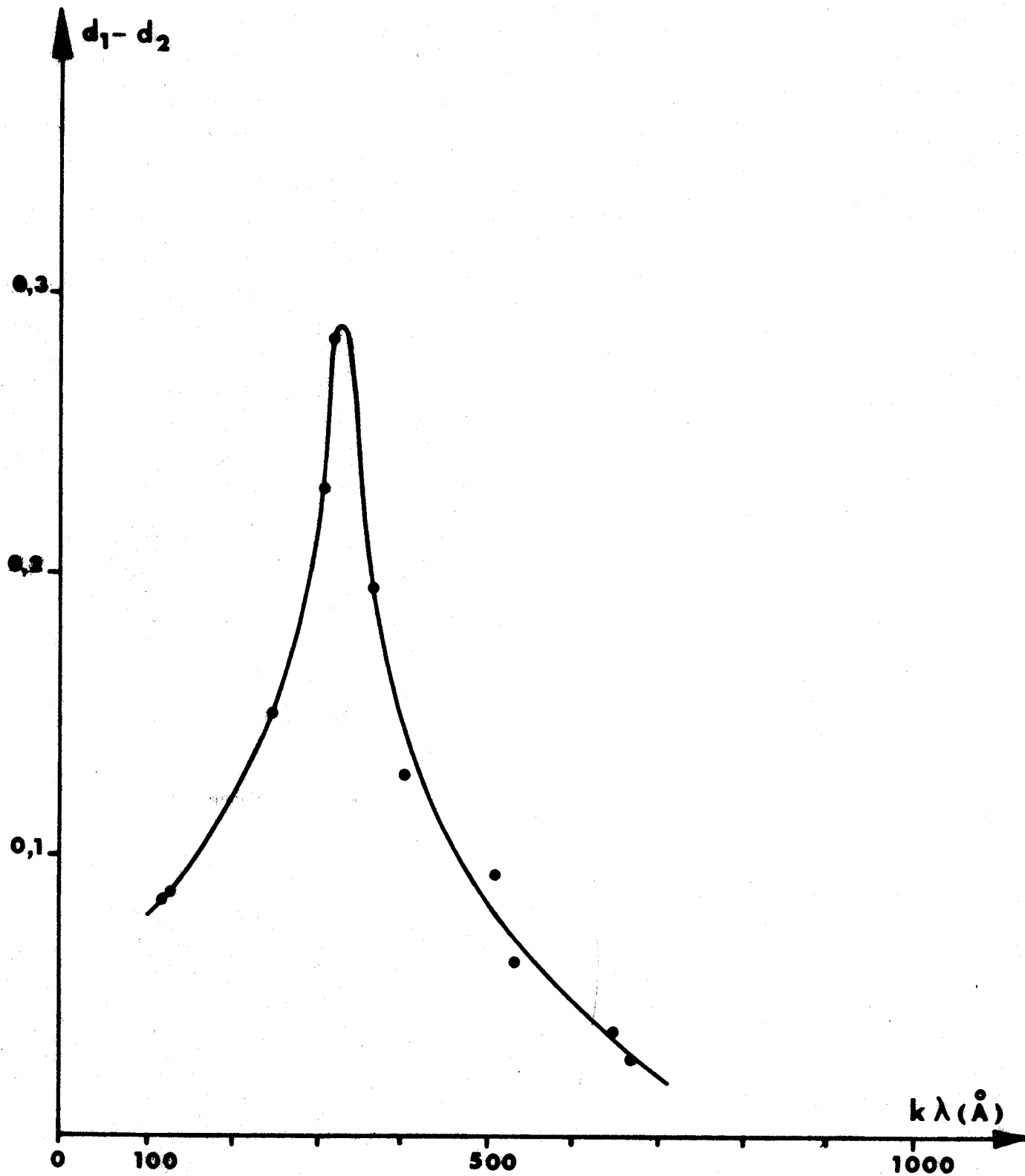


FIGURE 20.



On en déduit facilement la relation :

$$(3.9) \quad \log R = \frac{d'_2 - d'_1}{\gamma'} + \frac{d_1 - d_2}{\gamma}$$

Pour calculer la réflectance R , il est donc nécessaire de connaître la pente de la courbe caractéristique qui correspond à chaque paire de films, et ceci pour chaque longueur d'onde considérée. Les principales méthodes mises au point pour déterminer ce "gamma" ont été exposées notamment par ZAIDEL' et SCHREIDER [25]. Citons parmi les rares publications sur la calibration du SWR, pour des longueurs d'onde inférieures à 1000 Å, celle de FAIRHEAD et HEDDLE [46].

Toutes ces méthodes sont extrêmement lourdes et semblent mal adaptées à notre problème. C'est pourquoi nous suggérons une méthode indirecte, liée à la détermination de la réflectance.

Les mesures de densités optiques, pour divers angles d'attaque u , permettent d'exprimer γ' en fonction de γ : en traçant la courbe de $(d'_2 - d'_1)$ en fonction de l'angle u , on peut déduire par interpolation la valeur $(d'_2 - d'_1)_0$ correspondant à $u = 0$, et on obtient à partir de (3.9) :

$$\log 1 = 0 = \frac{(d'_2 - d'_1)_0}{\gamma'} + \frac{d_1 - d_2}{\gamma}$$

Le rapport des pentes $\frac{\gamma'}{\gamma} = \frac{(d'_1 - d'_2)_0}{d_1 - d_2}$ permet d'écrire la nouvelle

relation :

$$(3.10) \quad \log R_u = \frac{d_1 - d_2}{\gamma} \left(\frac{(d'_2 - d'_1)_u}{(d'_1 - d'_2)_0} + 1 \right)$$

Ainsi, il n'est plus nécessaire de déterminer la pente γ' pour chaque paire de films.

Lorsque la lumière incidente est totalement polarisée parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence, le pouvoir réflecteur $R_{//}$ ou R_{\perp} est lié aux indices optiques n et k et à l'angle d'attaque u . La détermination de ces indices se fait généralement au moyen de courbes ou fonctions d'isoréflectance qui donnent les différentes valeurs possibles de n et k correspondant à la mesure de la réflectance pour un angle u donné. Lorsque la lumière incidente est partiellement polarisée,

la détermination des deux indices n et k et du taux de polarisation \bar{P} peut être effectuée de façon similaire. Ceci suppose qu'on utilise le même formalisme que HUNTER [19] qui permet de mettre la réflectance sous la forme :

$$R = \frac{1}{2} \left[R_{//} (1 + \bar{P}) + R_{\perp} (1 - \bar{P}) \right]$$

où \bar{P} représente le taux de polarisation de la lumière incidente $\left(\bar{P} = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}} \right)$

Ce formalisme est très controversé mais reste le seul qui permette actuellement d'exploiter les mesures effectuées en lumière partiellement polarisée.

Par analogie, en mettant la relation (3.10) sous la forme :

$$\frac{(d'_2 - d'_1)_u}{(d'_1 - d'_2)_o} + 1 = a \log R_u = M_u (n, k, \bar{P}, a)$$

on peut déduire de M les indices n et k , le rapport $\frac{\gamma}{d_1 - d_2}$ et éventuellement le taux de polarisation \bar{P} .

En principe, la connaissance de γ et de $(d_1 - d_2)$ n'est pas indispensable, à condition d'effectuer la mesure de M pour un nombre d'angles d'attaque suffisamment grand ; dans ces conditions, le premier montage ne serait pas indispensable.

En fait, la détermination, par calcul numérique, des différents paramètres n , k , \bar{P} et a est beaucoup moins difficile si l'on connaît, au départ, leurs valeurs approchées. C'est pourquoi la réalisation du premier montage était utile, voire même pratiquement indispensable pour le travail qui nous a été confié : la mise au point du spectrographe, partie essentielle du spectroréfectomètre qui ne s'en différencie que par la présence d'un miroir plan supplémentaire.

C O N C L U S I O N

Mis à part les problèmes purement technologiques concernant les mouvements du spécimen plan et de l'un des ensembles réseau-film photographique, les difficultés qui subsistent après cette première mise au point, sont essentiellement liées d'une part à la luminosité de l'appareil, d'autre part à l'utilisation de l'émulsion photographique.

L'utilisation d'un miroir torique réduisant l'astigmatisme du montage devrait augmenter la luminosité de façon appréciable : dans un rapport de l'ordre de 5, en première approximation. Il en résulterait des temps de pose plus courts, et la possibilité d'un étalonnage précis en longueurs d'onde à partir du spectre de l'Aluminium.

Si l'on peut espérer réduire ainsi de façon notable le temps de fonctionnement de la source, il n'en est pas de même pour la durée totale nécessaire pour chaque mesure, qui est tributaire de la rupture du vide après l'exposition de chaque paire de films. A cette première difficulté liée aux limites de l'émulsion photographique, s'ajoute celle de l'exploitation des mesures. Ces problèmes ne pourront être totalement résolus qu'avec l'utilisation de récepteurs photoélectriques et d'une électronique de détection bien adaptée.

Le spectro-réfectomètre peut recevoir deux détecteurs, sans qu'il soit nécessaire d'y apporter de grands changements ; les fentes de sortie doivent être placées le long d'un arc de cercle, ce qui ne nécessite que des mouvements de rotation. Mais le montage Wadsworth perd alors de son intérêt puisqu'il avait été choisi à cause du faisceau collimaté "polychromatique".

Il n'en reste pas moins que la réalisation de ce spectro-réfectomètre a montré qu'on pouvait utiliser le montage Wadsworth tangentiel dans le domaine XUV. On pourrait aussi envisager la réalisation d'un monochromateur, comprenant un miroir et un réseau concaves, qui présenterait l'avantage d'avoir les fentes d'entrée et de sortie fixes à la fois en position et en direction.

REFERENCES

- [1] M. *POUEY*
Rev. Ingénieurs et Techniciens, 226, 1 (1968)
- [2] R. *TOUSEY*
J. Opt. Soc. Am., 52, 1186 (1962)
- [3] J.A.R. *SAMSON*
Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy
(John Wiley and Sons, Inc.) (1967) p. 2.
- [4] E.P. *SAVINOV*, I.I. *LYAKHOVSKAYA*, O.A. *ERSHOV* et E.A. *KOVALYEVA*
Opt. Spectrosc., 27, 179 (1969)
- [5] R.P. *MADDEN* et L.R. *CANFIELD*
J. Opt. Soc. Am., 51, 838 (1961)
- [6] W.C. *WALKER*, O.P. *RUSTIGI* et G.L. *WEISSLER*
J. Opt. Soc. Am., 49, 471 (1959)
- [7] R. *KATO*, K. *NAKAMURA*, A. *MUTSUI* et Y. *UCHIDA*
J. Phys. Soc. Japan, 15, 2105 (1960)
- [8] A. *SMITH*
J. Opt. Soc. Am., 50, 862 (1960)
- [9] C.R. *CHUBB* et E.B. *HENSLEY*
Rev. Sci. Instr., 36, 547 (1965)
- [10] L. *MARTON*, J.A. *SIMPSON*, J.A. *SUDDETH* et L.B. *LEDER*
1961, Transactions of Light Vacuum Symposium and Second International
Congress (Pergamon Press, Inc.) (1962) p. 633.
- [11] B. *FEUERBACHER*, M. *SKIBOWSKI* et R.P. *GODWIN*
Rev. Sci. Instr., 40, 305 (1969)
- [12] A. *DAUDE* et S. *ROBIN*
Nouv. Rev. d'Optique appliquée, 2, 57 (1971)

- [13] *D.W. JUENKER, L.J. LEBLANC et C.R. MARTIN*
J. Opt. Soc. Am., 58, 164 (1968)
- [14] *E. UZAN, J. MARTIN et H. DAMANY*
Rev. Phys. Appliquée, 4, 507 (1969)
- [15] *G.W. RUBLOFF, H. FRITZSCHE, V. GERHARDT et J. FREEOUF*
Rev. Sci. Instr., 42, 1507 (1971)
- [16] *R.E. BURGE, A.T. DAVIDSON, J.C. DRAPER, G.R. FIELD et E. MURPHY*
Appl. Optics, 10, 342 (1971)
- [17] *M.R. LEFEVERE et M. MONTEL*
Opt. Acta, 20, 97 (1973)
- [18] *R.P. MADDEN, L.R. CANFIELD et G. HASS*
J. Opt. Soc. Am., 53, 620 (1963)
- [19] *W.R. HUNTER*
J. Opt. Soc. Am., 55, 1197 (1965)
- [20] *E. STIEFEL*
Introduction à la mathématique numérique (Dunod, Paris) (1967), p. 145.
- [21] *J.H. UNDERWOOD*
Rev. Sci. Instr., 40, 894 (1969)
- [22] *R.P. GODWIN*
Springer Tracts Modern Physics (Springer Verlag) (1969), vol. 51.
- [23] *J.M. VREUX*
Bull. Cl. Sci., 55, 181 (1969)
- [24] *R.B. GILLETTE et B.A. KENYON*
Appl. Optics, 10, 545 (1971)
- [25] *A.N. ZAIDEL et E. YA. SHREIDER*
Vacuum Ultraviolet Spectroscopy (Ann. Arbor. London) (1970)
- [26] *K. CODLING, R.P. MADDEN, W.R. HUNTER et D.W. ANGEL*
J. Opt. Soc. Am., 56, 189 (1966)

- [27] *F.L.O. WADSWORTH*
Astrophys. J. 3, 54 (1896)
- [28] *H.G. BEUTLER*
J. Opt. Soc. Am., 35, 311 (1945)
- [29] *G. ROSENDAHL*
J. Opt. Soc. Am., 52, 408 et 412 (1962)
- [30] *M. SEYA et T. NAMIOKA*
Sci. of Light, 16, 158 (1967)
- [31] *T. NAMIOKA et M. SEYA*
Appl. Optics, 9, 459 (1970)
- [32] *J.C. BURIEZ*
Nouv. Rev. d'Optique appliquée, 3, 125 (1972)
- [33] *W.T. WELFORD*
Progress in Optics (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965)
vol. 4, p. 243.
- [34] *J.E. MACK, J.R. STEHN et B. EDLEN*
J. Opt. Soc. Am., 22, 245 (1932)
- [35] *T. NAMIOKA*
J. Opt. Soc. Am., 49, 446 (1959)
- [36] *P. JAEGLE*
Thèse (Paris 1965) p. 42
- [37] *J.M. DELAVAL*
D.E.A., (Lille, 1970)
- [38] *R.A. GEORGE, I. ROBERTS, E.G. WILSON*
J. Phys. E, 4, 384 (1971)
- [39] *G. BALLOFET, J. ROMAND et B. VODAR*
C.R. Acad. Sci. (Paris), 252, 4139 (1961)
- [40] *M. POUHEY*
Journées du G.E.S.E.M. (Orsay, 14-15 oct. 1971)

- [41] *A.G. SHENSTONE*
J. Opt. Soc. Am., 43, 706 (1953)
- [42] *E.P. SAVINOV, I.I. LYAKHOVSKAYA, O.A. ERSHOV et E.A. KOVALYEVA*
Opt. Spectrosc., 27, 179 (1969)
- [43] *L.R. CANFIELD, G. HASS et W.R. HUNTER*
J. de Physique, 25, 124 (1964)
- [44] *E. BOURSEY, J.Y. RONCIN, H. DAMANY et N. DAMANY*
Rev. Phys. Appliquée, 6, 111 (1971)
- [45] *N. ASTOIN, B. VODAR et J. ROMAND*
J. Phys. et radium 16, 491 (1955)
- [46] *M.J.B. FAIRHEAD et D.W.O. HEDDLE*
J. Phys. E. (GB), 4, 89 (1971)

Ce travail a été effectué dans le Laboratoire d'Optique des rayons X de l'U.E.R. de Physique fondamentale de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, sous la direction de Monsieur le Professeur MONTEL à qui je tiens à exprimer toute ma gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur SCHILTZ qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury et Monsieur le Professeur LANSRAUX qui a accepté d'en être membre.

Que mes collègues de recherche trouvent ici l'expression de ma reconnaissance amicale, et en particulier Mademoiselle LEFEVERE qui m'a aidé à effectuer les calculs numériques.

Je remercie également les membres du personnel technique de l'U.E.R. pour leur aide efficace.