50376
1963
76

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

50376
1963
76

DIPLOME D'ÉTUDES SUPÉRIEURES

de Sciences Physiques

COQUELLE JEANNE-MARIE

BIBLIOTHÈQUE INTERUNIVERSITAIRE
SECTION DE SCIENCES
LILLE

ETUDE DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET DU CIEL ZENITHAL

Présenté le 13 Février 1963, devant le Jury d'Examen

Président **M. PEREZ**

Examinateurs **Mlle LENOBLE**

M. BECART

SCD LILLE 1
D 030 255557 7

50376
1963
76

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

50376
1963
76

DIPLOME D'ÉTUDES SUPÉRIEURES

de Sciences Physiques

COQUELLE JEANNE-MARIE

ETUDE

DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET DU CIEL ZENITHAL

Présenté le 13 Février 1963, devant le Jury d'Examen

Président **M. PEREZ**

Examinateurs **Mlle LENOBLE**

M. BECART

J'exprime à Mademoiselle LENOBLE mes sentiments de profonde gratitude pour la part essentielle qu'elle a prise à l'élaboration de ce diplome et la bienveillance qu'elle m'a toujours accordée.

Je remercie également le personnel technique de l'Institut de Physique de l'aide qu'il a pu m'apporter.

INTRODUCTION

Ce travail fait partie d'une étude du rayonnement ultraviolet diffusé par le ciel, dont l'un des buts essentiels était de préciser l'action des nuages sur la répartition spectrale de ce rayonnement. Nous avons choisi aussi de faire cette étude dans l'atmosphère des grandes villes pour mettre en évidence l'action de la pollution atmosphérique et de la brume sur ce rayonnement.

L'appareillage comprend un spectrophotomètre enregistreur destiné à l'étude du spectre du ciel zénithal, un dispositif de mesure de polarisation qu'on peut adjoindre à ce spectrophotomètre, et un photomètre à filtres interférentiels et miroirs tournants pour le balayage du ciel.

Le premier appareil décrit dans le chapitre I a fonctionné de façon continue et satisfaisante pendant de longues périodes. Les variations possibles de sa réponse au cours du temps ont été controlées au moyen du lampes à ruban du tungstène (chap. II), mais l'étalonnage absolu n'a pas encore été fait et les résultats seront donnés ici en valeurs relatives.

Une série importante d'enregistrements obtenus à Paris en 1959 et un plus petit nombre obtenus à Lille en 1962 ont été dépouillés. Dans le chapitre III, nous étudions la

répartition spectrale de la luminance du ciel zénithal pour diverses hauteurs du soleil ; la variation suivant les jours est très importante et nous avons pu mettre en évidence le role sélectif de divers types de nuages. Dans le chapitre IV, nous étudions la variation diurne de la luminance à λ_0 = 3 400 Å, pour un certain nombre de jours sans nuages ou à nuages élevés répartis sur l'année ; les différences suivant les jours sont extremement faibles mais l'écart à une atmosphère Rayleigh est important pour les faibles distances zénithales.

Dans le chapitre V, nous donnons une brève description du photomètre à miroirs qui a été essayé et semble fonctionner de façon satisfaisante. On envisage l'interet du fonctionnement sumultané des deux appareils.

CHAPITRE I

DESCRIPTION du SPECTROPHOTOMETRE

L'appareil comporte essentiellement un monochromateur qui reçoit le rayonnement du ciel zénithal et fait défiler le spectre sur la photocathode d'un photomultiplicateur. Un millivoltmètre-potentiomètre installé au laboratoire enregistre l'intensité du courant du photomultiplicateur qui est proportionnelle à la luminance du ciel.[1]

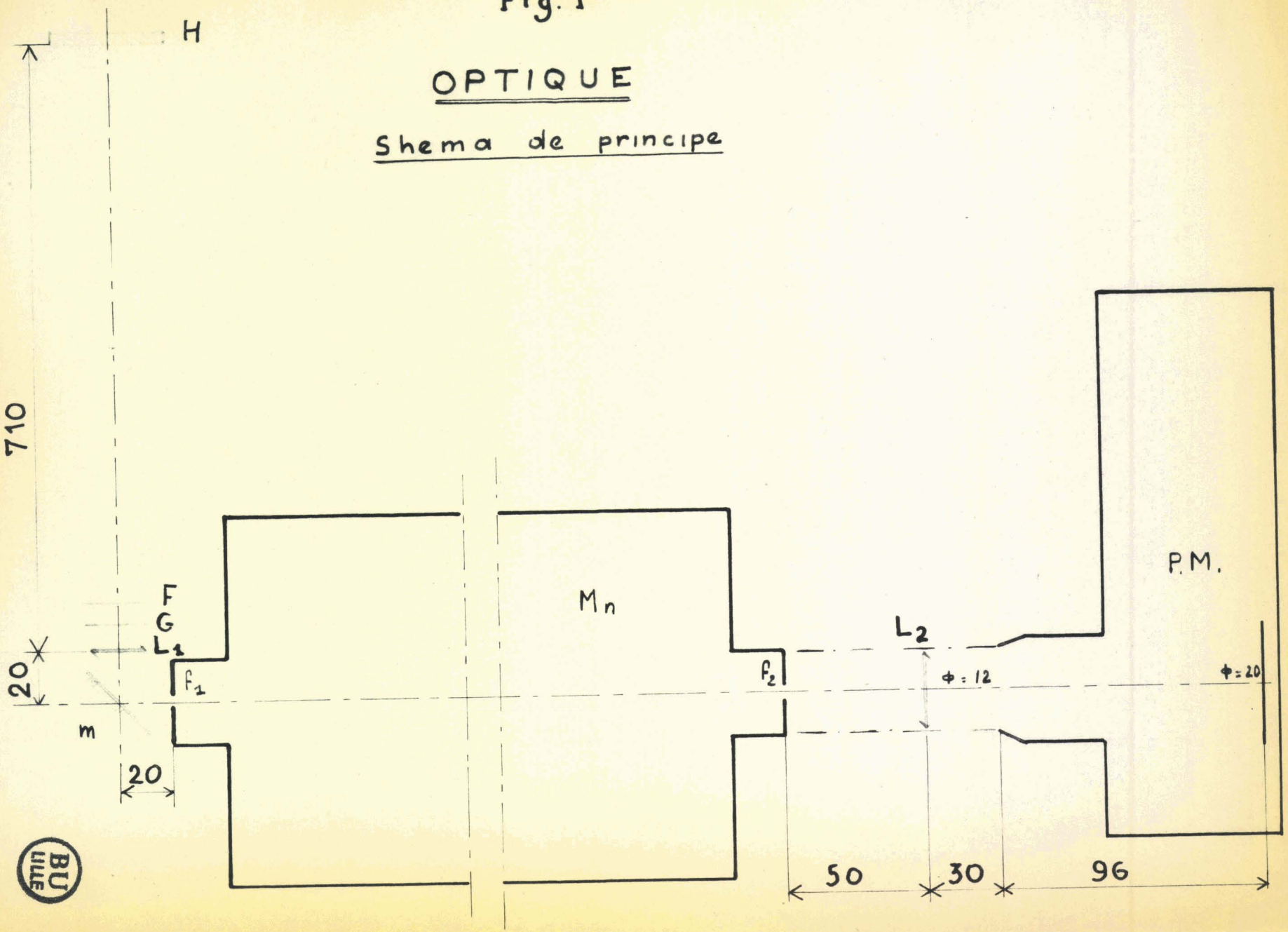
I - Optique - 1) Description (fig. 1)

L'ensemble du dispositif optique est installé dans un caisson où la lumière entre verticalement par un hublot de silice fondue(H); elle est reçue après avoir traversé des filtres ultraviolet (F) et gris (G) par une lentille de quartz (L_1). Un miroir aluminié (m) incliné à 45° renvoie le faisceau horizontalement. La fente d'entrée (f_1) du monochromateur (M_n) est située au foyer de la lentille (L_1). Derrière la fente de sortie (f_2) du monochromateur est fixé le photomultiplicateur. Les deux appareils sont reliés par un boitier étanche à la lumière (fig 2). Une lentille L_2 dont le foyer est en f_2 concentre le faisceau sur la photocathode.

Fig. I

OPTIQUE

Shema de principe



BU lille

2) Monochromateur.

Le monochromateur Mn à déviation constante pour l'ultra-violet (type "Georgie" des Etablissements JOBIN et YVON) est à prisme de quartz et miroirs aluminiés. La largeur de fente de 0,2 mm que nous utilisons correspond à une dispersion de 40 Å vers 4 000 Å , et 15 Å vers 3 000 Å.

3) Champ et ouverture du dispositif

A) Entrée du monochromateur (fig 3)

Le faisceau est limité par les dimensions du hublot, de la lentille L_1 , de la fente d'entrée f_1 et du premier miroir du monochromateur (les filtres gris et ultra-violet sont d'un diamètre suffisant pour ne pas intervenir).

1) Champ angulaire

La largeur de la fente dans les conditions d'utilisation est de 0,2 mm et sa hauteur de 2 mm. Soit $\frac{\alpha}{2}$ l'angle d'inclinaison maximum d'un pinceau lumineux

a) en largeur

$$\text{tg } \alpha = \frac{0,2}{40} = 0,05$$

Largeur utile au niveau du hublot 8 + 3,55 = 11,55 mm
Le champ est limité dans ce sens par la fente à $\alpha = 18'$

b) en hauteur

$$\text{tg } \alpha = \frac{2}{40} = 0,5$$

La largeur du faisceau au niveau du hublot serait

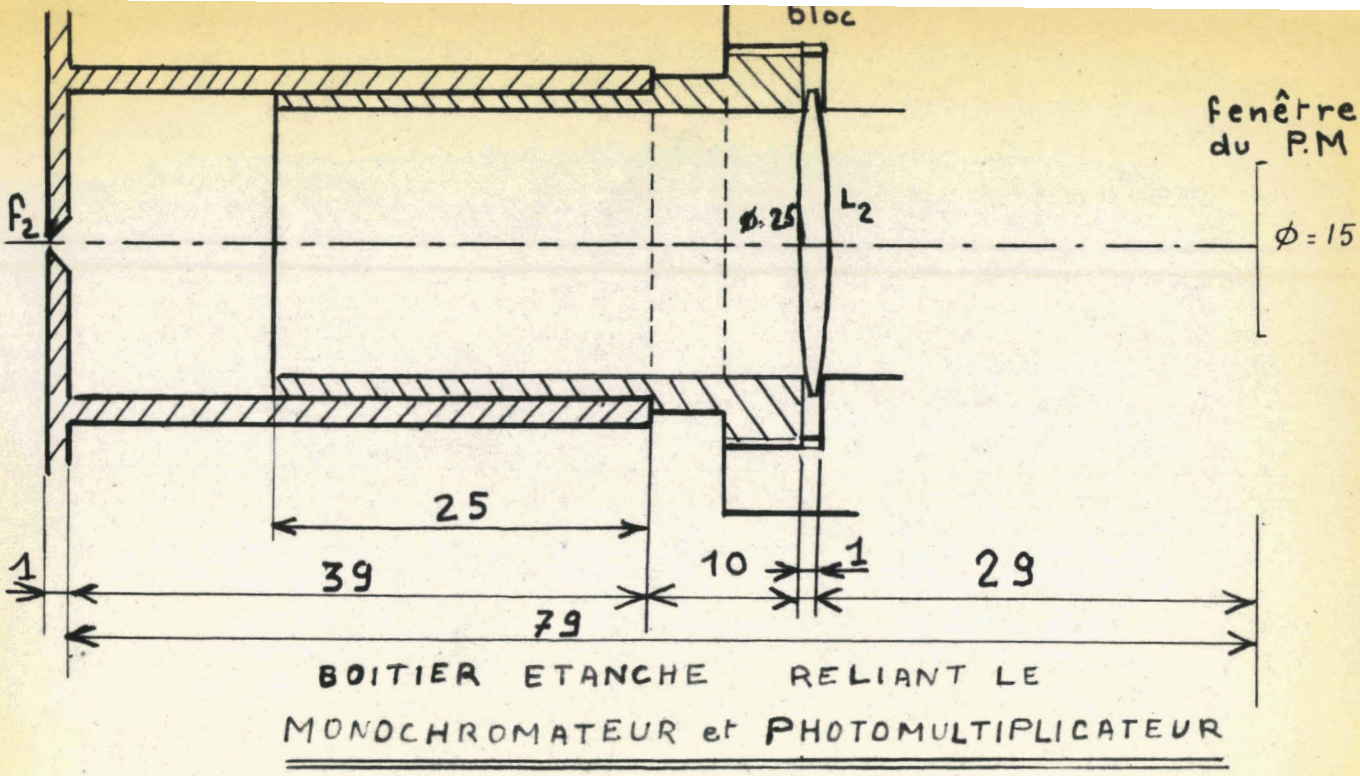
$$8 + 35,5 = 43,5 \text{ mm}$$

Le champ sera donc dans ce sens limité par les dimensions du hublot (diamètre = 30 mm) a

$$\text{tg } \alpha = \frac{22}{710} = 0,031 \qquad \text{soit } \alpha = 1°48'$$

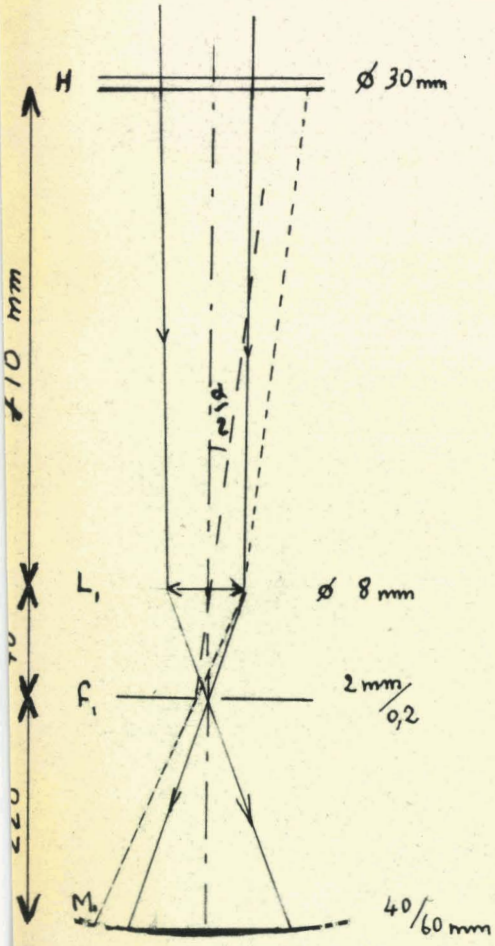
La hauteur de fente utile ne sera que de :

$$0,031 \times 40 = 1,24 \text{ mm}$$

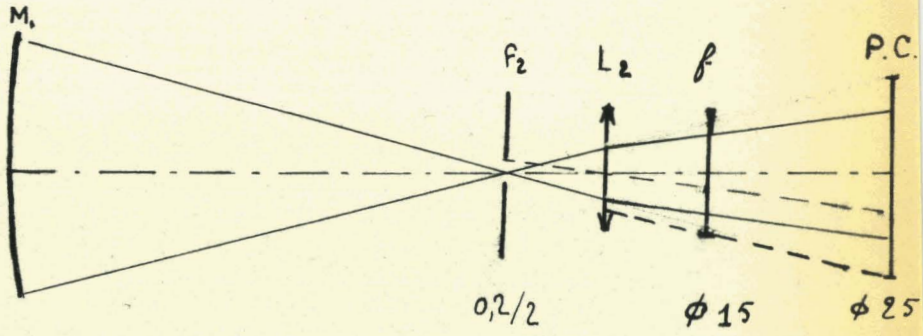


BOITIER ETANCHE RELIANT LE MONOCHROMATEUR et PHOTOMULTIPLICATEUR

Fig. 2



Entrée du Mn. Fig. 3



BU LILLE

DIMENSIONS du FAISCEAU

Sortie du Mn. Fig. 4

2) Dimensions du faisceau

Si $\frac{\alpha_1}{2}$ est l'angle d'inclinaison maximum des rayons arrivant sur le miroir nous aurons :

a) en largeur f = 0,2 $\quad tg\ \alpha_1 = \frac{8,2}{40}$ et sur le miroir la largeur du faisceau serait de

$$220 \times \frac{8,2}{40} = 45,3 \text{ mm}$$

Mais le miroir n'ayant que 40 mm, il limite le faisceau et la largeur utile de la lentille sera

$$\frac{40 \times 40}{220} - 0,2 = 7,1 \text{ mm}$$

b) en hauteur f = 1,24 mm $\quad tg\ \alpha_1 = \frac{9,24}{40}$

La hauteur du faisceau sera au niveau du miroir

$$\frac{220 \times 9,24}{40} = 52 \text{ mm}$$

B) Sortie du monochromateur et photomultiplicateur (fig 4)

La fente f_2 est semblable à f_1 et placée à la distance $f_2 M_2 = f_1 M_1$ du miroir M_2. Donc les dimensions du faisceau sur la lentille sont

$$7,1 \times \frac{5}{4} = 9 \text{ mm en largeur}$$

$$8 \times \frac{5}{4} = 10 \text{ mm en hauteur}$$

et sur la photo cathode

$$9 + 2 \times \frac{125}{50} = 14 \text{ mm en largeur}$$

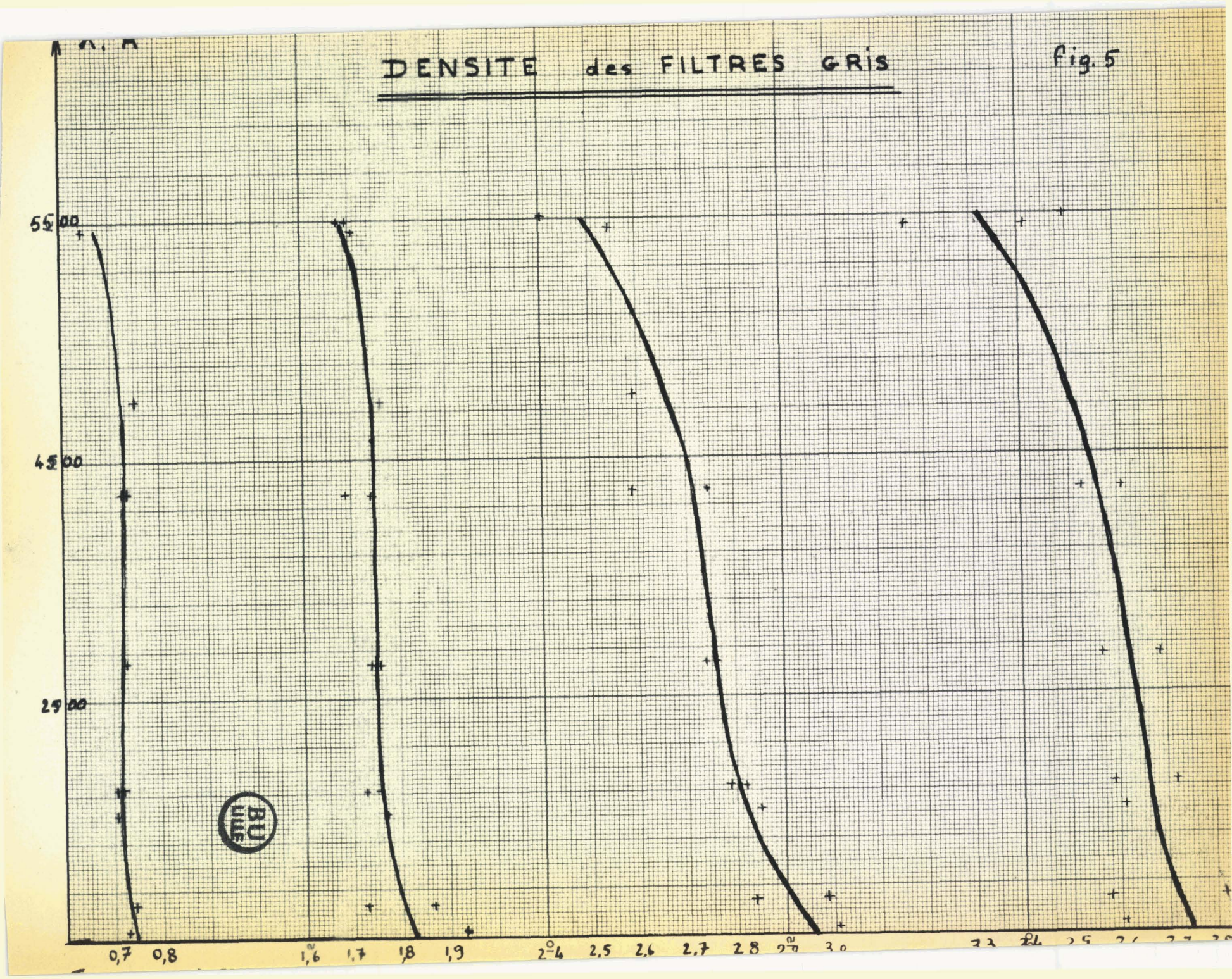
$$10 + 2 \times \frac{125}{50} = 15 \text{ mm en hauteur}$$

4) Filtres gris

Pour limiter l'intensité lumineuse on peut interposer sur le faisceau un filtre gris plus ou moins absorbant. On dispose de six filtres fixés par ordre de densité croissante sur un disque : d_o correspond à une position sans filtre, d_1 à un filtre de densité voisine de 1, d_2 à un filtre de densité voisine de 2, d_3, densité voisine de 3, d_4 à un filtre de densité voisine

DENSITE des FILTRES GRIS

fig. 5



BU LILLE

de 4 et d_5 correspond à une position obturée. Ces filtres gris sont formés par dépot sous vide de nickel chrome sur des lames de silice fondue. Les valeurs exactes des densités en fonction de la longueur d'onde sont reproduites sur le shéma 5. Les densités sont à peu près constantes dans le domaine de longueur d'onde que nous voulons utiliser.

5) Filtre U V

De meme pour limiter le spectre à la bande étudiée, on dispose d'un filtre pourpre Corning transparent à l'U.V qui absorbe une grande partie de la lumière visible. Sa transmission est donnée à la figure 6. Ce filtre a pour but de limiter la lumière parasite qui devient rapidement génante aux courtes longueurs d'onde pour lesquelles la luminance du ciel décroit rapidement. Pour avoir une idée de l'importance de cette lumière parasite des mesures ont été faites sur le principe suivant : le monochromateur étant réglé sur une longueur d'onde λ le flux enregistré est $\Phi = \Phi_\lambda$ (flux du rayonnement de longueur d'onde λ) + Φ_d (flux diffusé parasite).

Si on place devant la lentille d'entrée un filtre interférentiel à bande étroite ayant sa transmission maximum t pour la longueur d'onde λ, on enregistre le flux

$$t' \Phi = t \Phi_\lambda + \varepsilon t \Phi_d$$

dans lequel la lumière parasite est réduite de façon importante ($\varepsilon < 0,1$).

De ces deux mesures on déduit immédiatement

$$\Phi_d / \Phi_\lambda = (t - t') (t' - \varepsilon t)$$

Ainsi on montre que la lumière parasite est inférieure à quelques pour cent jusqu'à 3 400 Å . A 3 200 Å elle atteint déjà 20 °/₀ et au dessous les résultats deviennent rapidement inutilisables, le rayonnement parasite devenant prépondérant.

Transmission
Filtre U.V.
Fig. 6
2650
2750
2860
2980
3130
3300
3480
3700
4010
T %

BU LILLE

II - Récepteur - 1) Photomultiplicateur.

Le récepteur est un photomultiplicateur Lallemand à 20 étages, photo cathode Caesium-antimoine et fenêtre de verre ultramince transparente à l'ultraviolet. Chaque dynode est reliée à une chaine de résistances aux extremités de laquelle on applique la haute tension donnée par une boite de haute tension stabilisée. La tension d'utilisation est d'environ 1 750 à 1 800 volts soit 90 volts par dyhode. Le courant d'obscurité du photomultiplicateur pour une température ambiante de 18° C est alors de $0,35\ 10^{-9}$ A. Au moyen des filtres gris nous réglons l'intensité du faisceau de manière à avoir un courant de

$$I_m = 10^{-9}\ A \quad \text{à} \quad I_M = 1,5\ 10^{-8}\ A$$

c'est à dire nettement supérieur au courant d'obscurité et assez faible pour éviter les effets de fatigue du photomultiplicateur.

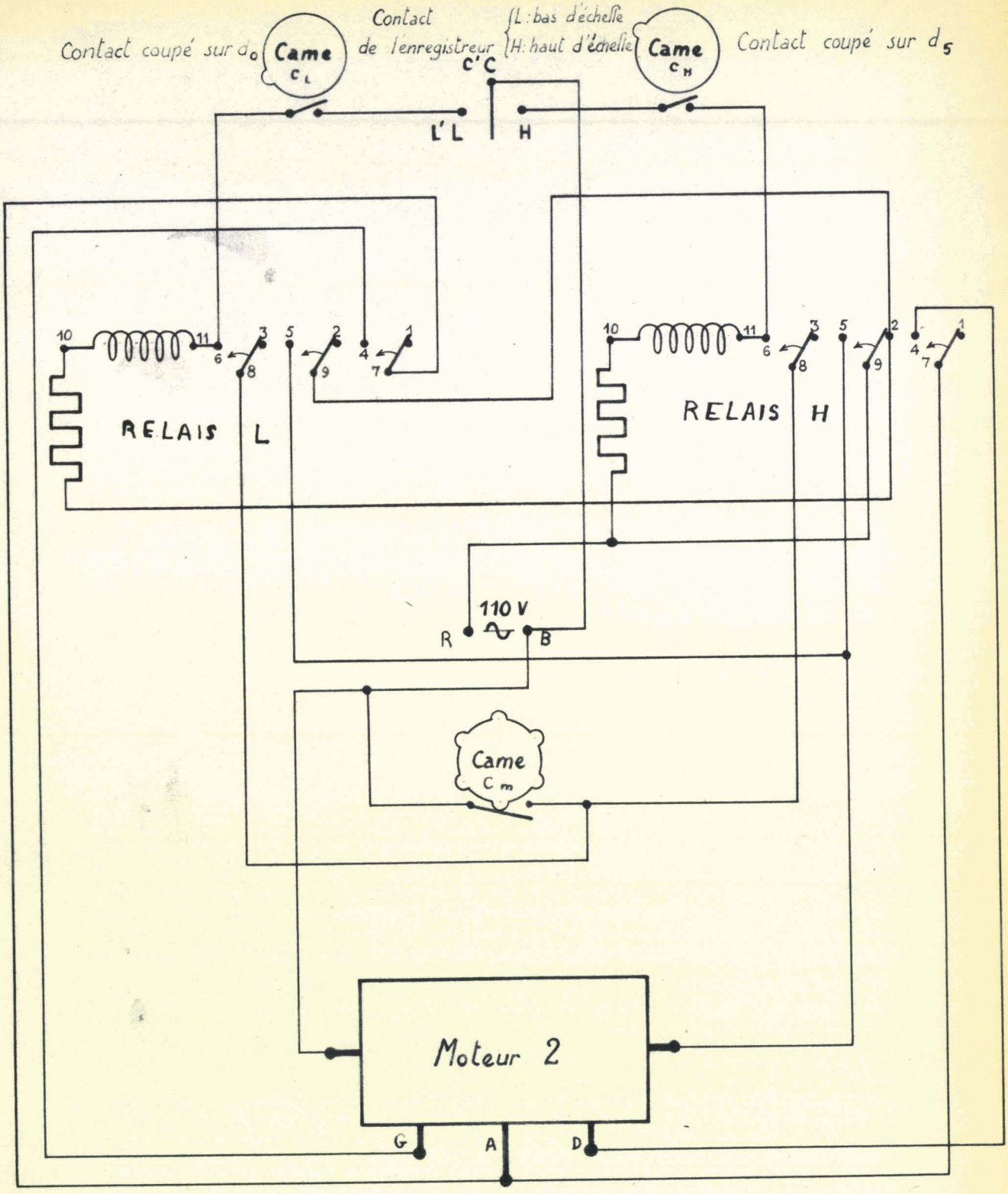
2) Enregistreur.

Le courant photoélectrique est envoyé sur un enregistreur millivoltmètre-potentiomètre Meci, type Speedomax, après passage dans un adaptateur d'impédance. Sur la position d'utilisation la déviation est de 5 divisions pour I_m et de toute l'échelle (100 divisions) pour I_M.

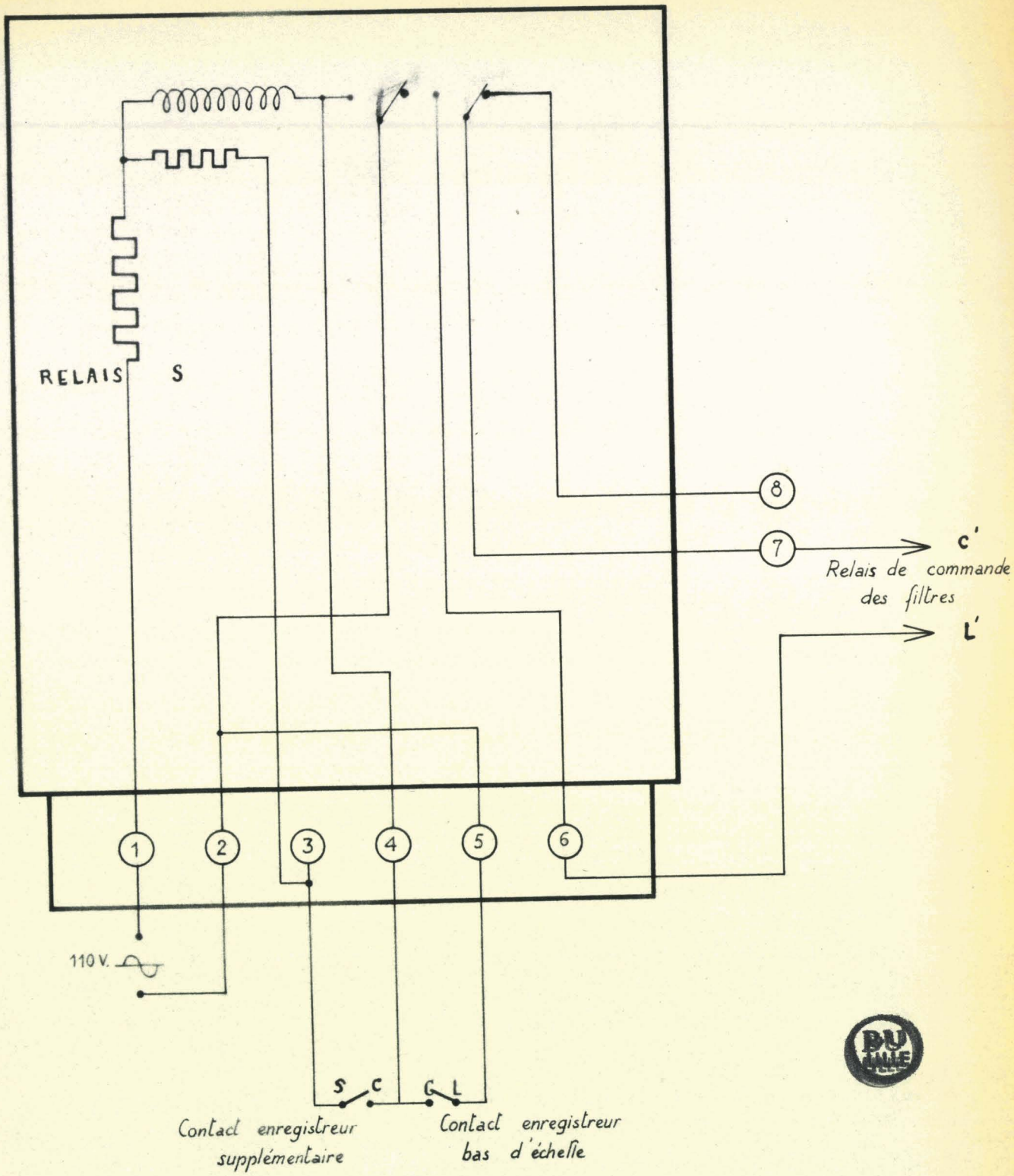
III - Dispositifs de commande automatique

1) Filtres gris.

Des contacts aux deux extrémités de l'échelle de l'enregistreur commandent automatiquement la mise en place devant la lentille d'entrée L_1 d'un filtre gris G plus absorbant quand le courant dépasse I_M et d'un filtre moins absorbant quand le



Commande du moteur 2 - Schéma de principe - fig. 7



RELAIS SUPPLEMENTAIRE BAS D ECHELLE

Fig. 8

courant baisse à une valeur I_m. Ils sont montés par ordre de densité sur un disque entrainé par un moteur Lip synchrone (1 tr/2 mm) à deux sens de rotation (moteur 2). Le moteur alimenté sous 110 V 50 périodes démarre dans un sens ou dans l'autre suivant que l'on court-circuite AG ou AD (fig 9). La figure 7 montre le branchement du moteur 2. La fermeture d'un contact de l'enregistreur C_L en bas ou C_H en haut d'échelle entraine l'enclanchement d'un relais L ou H auto alimenté qui fait démarrer le moteur dans le sens convenable. Le circuit d'autoalimentation est coupé par une came C_m à 6 positions correspondant à chacun des filtres. Deux cames supplémentaires C_L et C_H coupent les relais L ou H lorsque le disque arrive sur la position ouverte ou obturée. Quand un relais est fermé pendant la mise en place d'un filtre, il y a pendant quelques secondes obturation totale du faisceau par le disque porte filtres, ce qui amène l'enregistreur à zéro ; si le relais L est déjà enclenché cela ne pose pas de problème au contraire, le relais H étant enclenché, pour éviter l'enclenchement simultané de L, on a fait un branchement de L au secteur à travers H de telle sorte que L ne peut se fermer quand H est déjà enclenché (fig. 7).

De plus quand un relais se ferme, l'enregistreur capte une petite impulsion donnant une brève déviation de quelques divisions sans importance en haut d'échelle. Mais en bas d'échelle cette impulsion a pour effet de couper le contact L avant que le moteur ait tourné suffisamment pour que la came C_m referme le circuit d'auto alimentation du relais. Ceci a nécessité la mise en place d'un relais supplémentaire S branché au contact C_L de l'enregistreur tandis que L est en réalité branché aux points C'L' du relais S (fig 8). Ce relais S auto alimenté s'enclanche et ferme C'L' meme pour une fermeture très brève de CL. Il n'est donc pas perturbé par l'impulsion. Quand l'aiguille de l'enregistreur remonte, c'est à dire que le filtre plus clair

avance, le contact supplémentaire CS se ferme pendant un temps très bref, courtcircuite la bobine du relais S qui se coupe. Le relais L qui est autoalimenté reste enclanché jusqu'à mise en place du filtre et coupure par la came C_m.

Le relais S est dans le laboratoire près de l'enregistreur et les relais L et H dans le caisson extérieur près du moteur 2. Chacun est relié à une petite plaquette porte douilles permettant le branchement facile des fils extérieurs par fiches bananes. Le branchement extérieur est représenté à la figure 9. Les filtres gris peuvent également etre commandés à la main par un inverseur manuel travaillant en parallèle sur le contact L C H de l'enregistreur et placé sur le tableau de commande (fig 12).

2) Défilement du spectre (Fig 10)

Une roue dentée graduée en degrés permet de commander la rotation du prisme du monochromateur. La roue est entrainée par l'intermédiaire d'un jeu d'engrenages par un petit moteur Lip synchrone (110 V, 50 Hz) à deux sens de rotation (moteur 1 $t_2/2$ mm). Les démultiplications sont choisies pour que le défilement du spectre de 2 970 Å à 4 140 Å dure 8 mn. Aux extrémités du spectre des microcontacts (a) inversent automatiquement le sens de rotation. Quand l'interrupteur (d) est fermé le moteur tourne de façon continue et au passage de la longueur d'onde 3 400 Å un troisième contact (b) se ferme et allume une lampe-témoin au laboratoire, ce qui permet de repérer cette longueur d'onde de référence sur l'enregistrement. Le temps d'allumage de la lampe est de 20 secondes, ce qui correspond à un passage de 30 Å environ.

Quand l'interrupteur (d) au laboratoire est ouvert le moteur est relié au secteur par l'intermédiaire de (b) et se

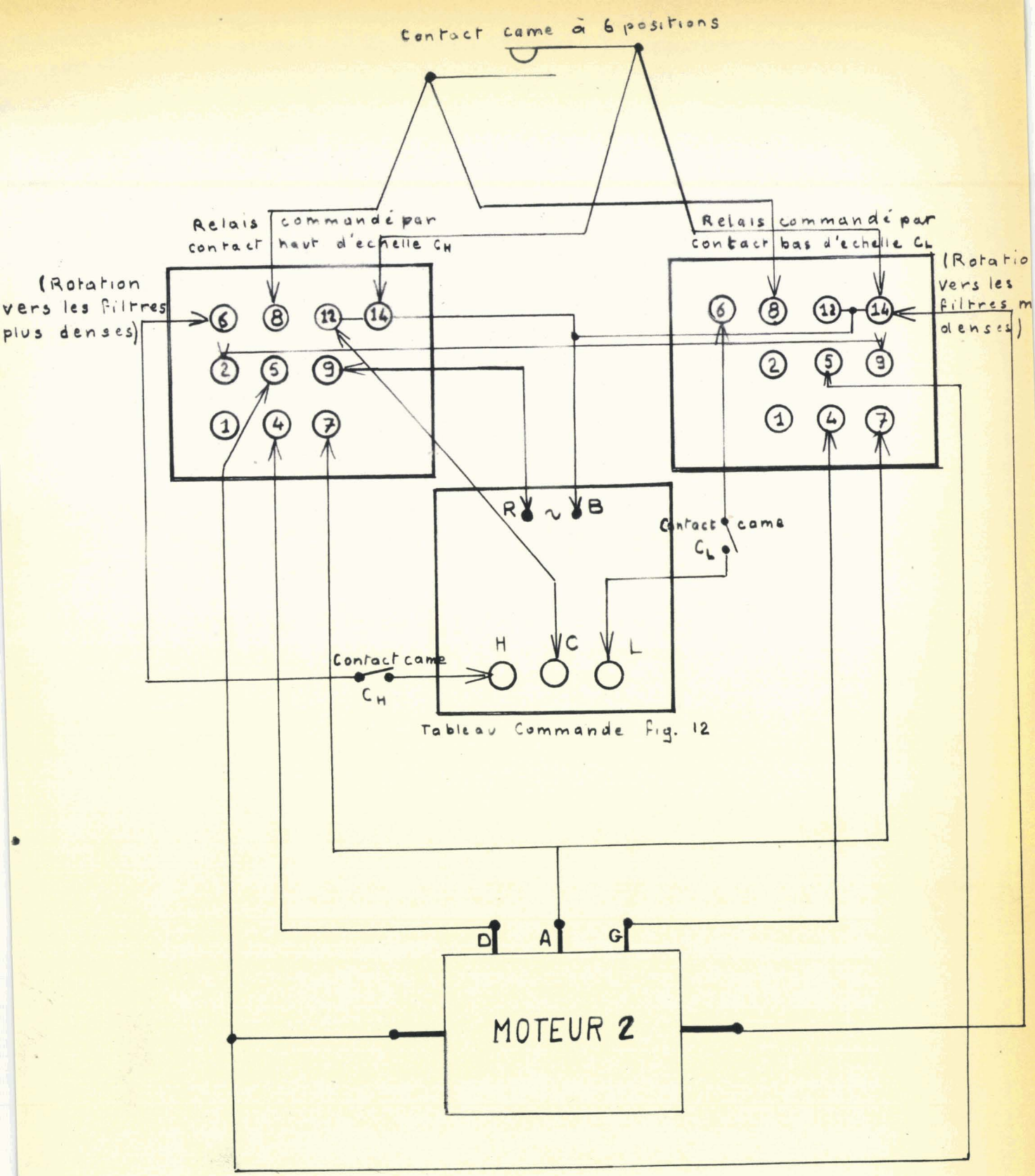
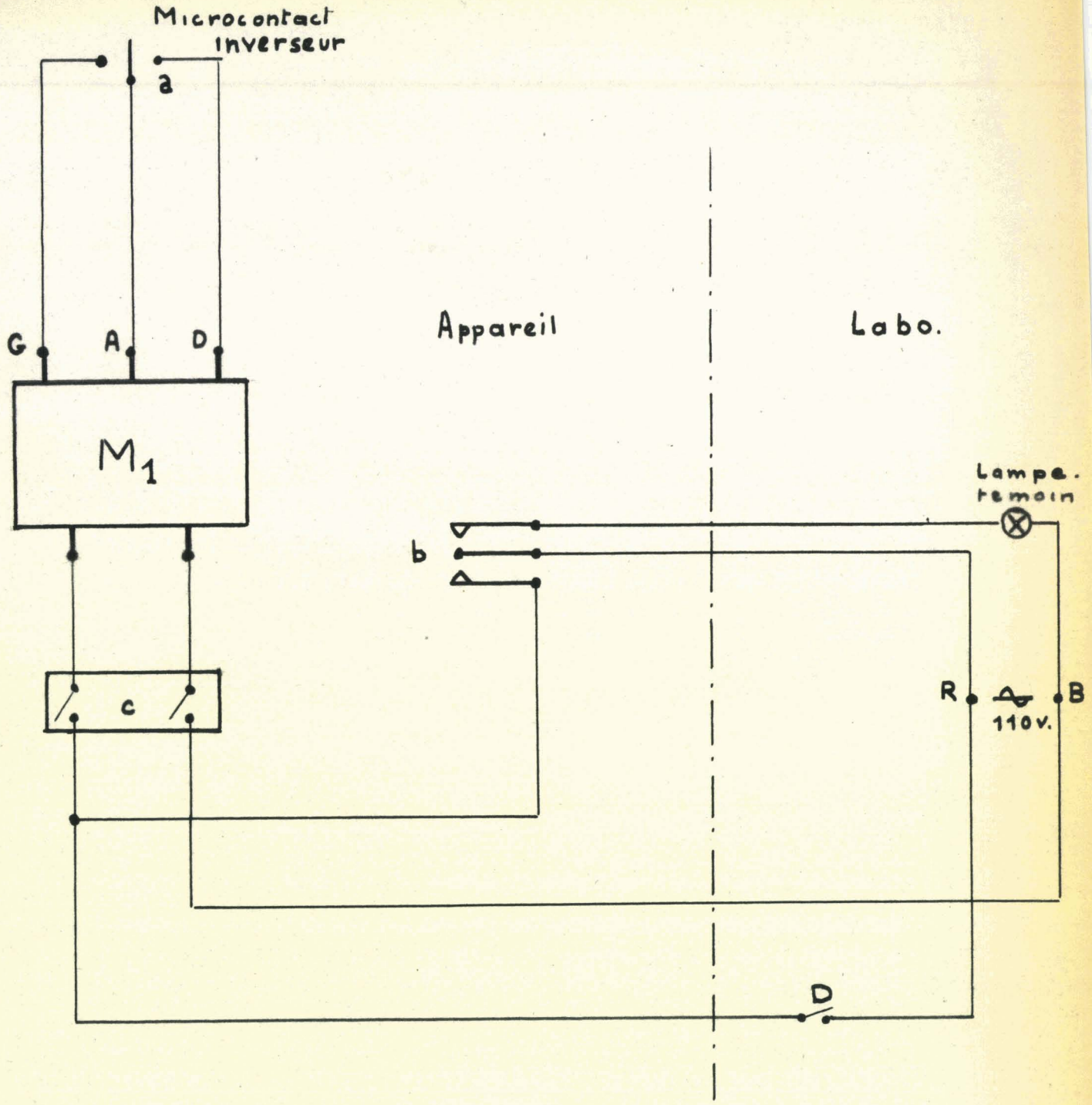


Tableau Commande Fig. 12

BRANCHEMENT des RELAIS et MOTEUR 2

BU LILLE

Fig. 9



COMMANDE du MOTEUR M1

DEFILEMENT du SPECTRE

Fig. 10

BU LILLE

stoppe quand la lampe témoin s'allume. La fermeture de (d) peut etre commandée par des cames entrainées par une horloge électrique constituée par un moteur Lip synchrone faisant 1 tr en 24 heures ce qui permet de prévoir d'avance le programme d'une journée.

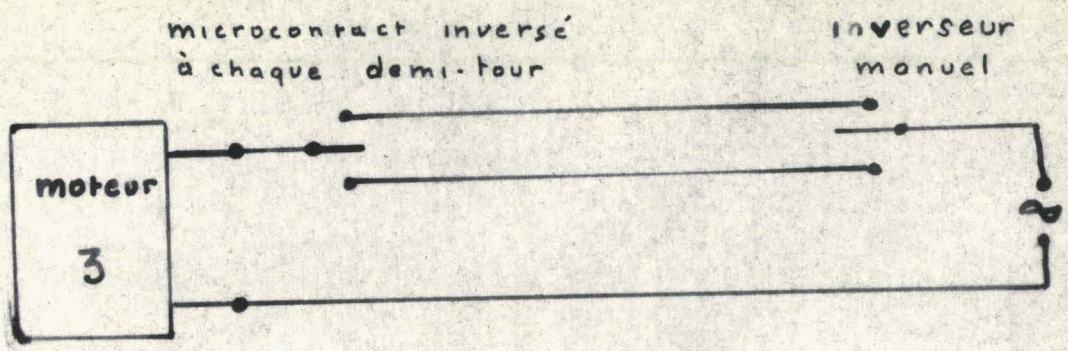
3) Filtre U.V. (fig 11)

La mise en place sur le faisceau d'un filtre U.V. est obtenue par un moteur Lip (moteur n° 3, 1 seul sens de rotation, 2 tr/mn), commandé à la main par un inverseur placé sur le tableau de commande (fig 12).

IV - Ensemble de l'appareil.

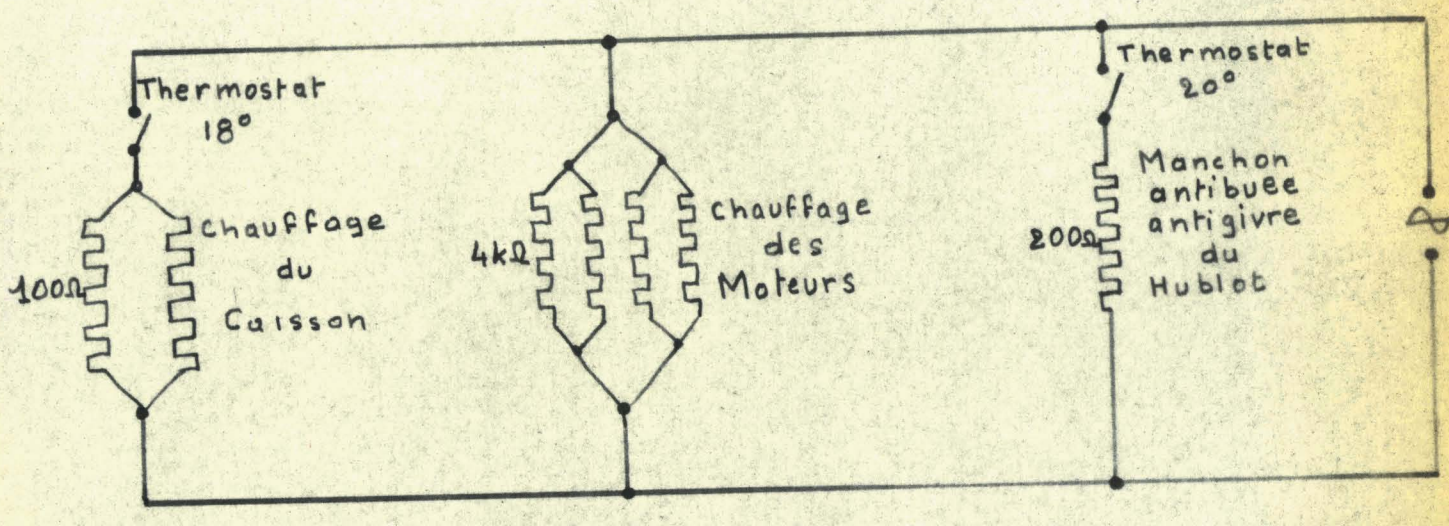
Le bloc formé par le monochromateur, l'optique, le photomultiplicateur et les divers moteurs est fixé sur une plateforme rigide installée dans un caisson de bois avec un tableau de commande manuelle des moteurs (fig 12). Le caisson est couvert d'un toit de zinc ne comportant qu'une ouverture pour le hublot qui est fixé dans une monture étanche. Le panneau avant du caisson qui s'ouvre entièrement est garni de joints de caoutchouc. Les parois sont recouvertes de ouatisol et le caisson contient un désséchant. Deux résistances chauffantes commandées par un thermostat maintiennent une température de 18° C. Un manchon chauffant évite les dépots de buée et de givre sur le hublot. Des résistances supplémentaires sont prévues pour le chauffage des petits moteurs (fig 13).

Un cable électrique à 18 conducteurs de 0,4 mm^2 dont 11 sont effectivement utilisés, 2 conducteurs HT et un coaxial, branché par une prise étanche au caisson le relie au laboratoire ou sont installés enregistreur, adaptateur, boite HT, horloge électrique.



BRANCHEMENT du MOTEUR 3

Fig. 11



CIRCUITS de CHAUFFAGE

Fig. 13

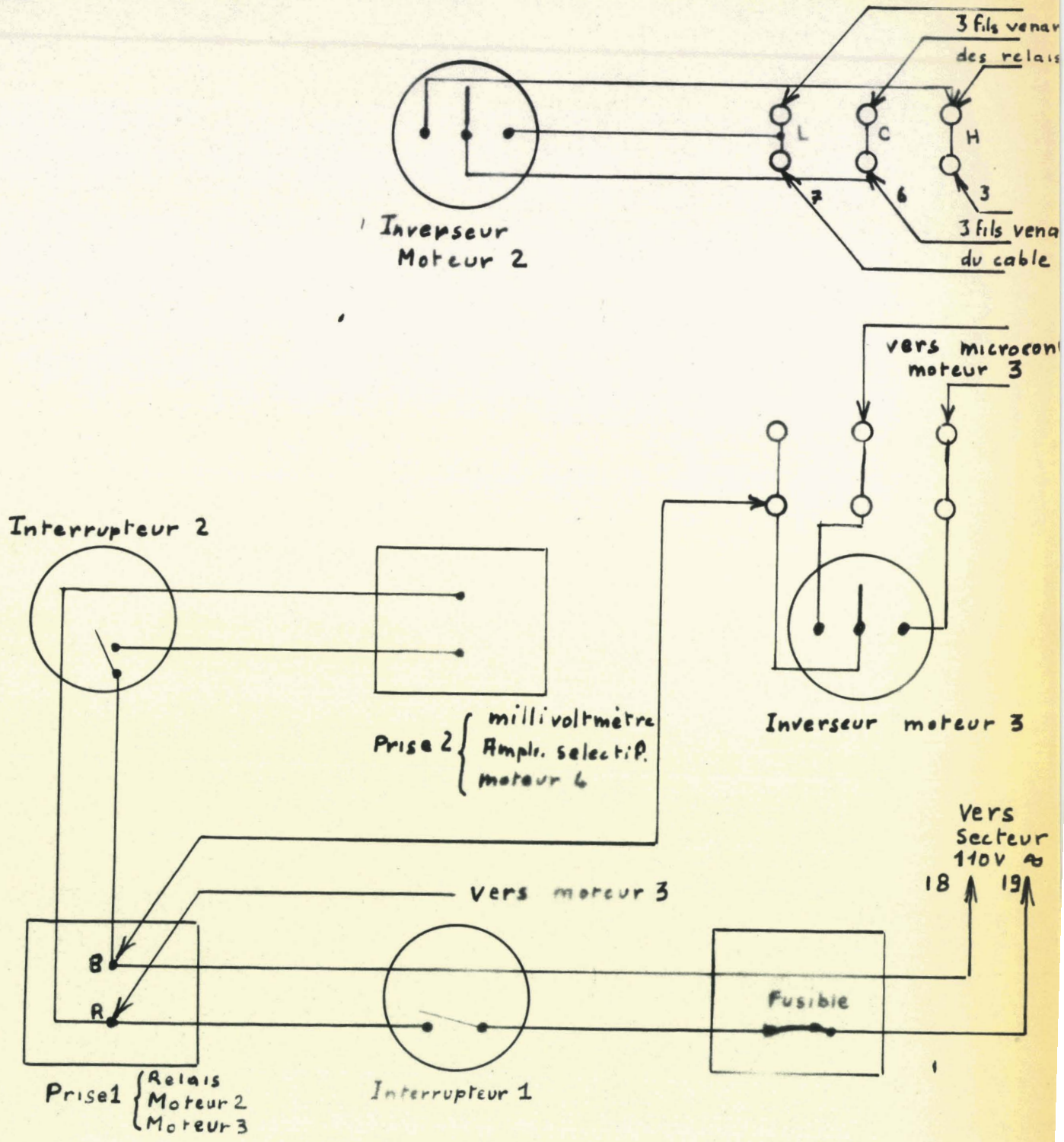


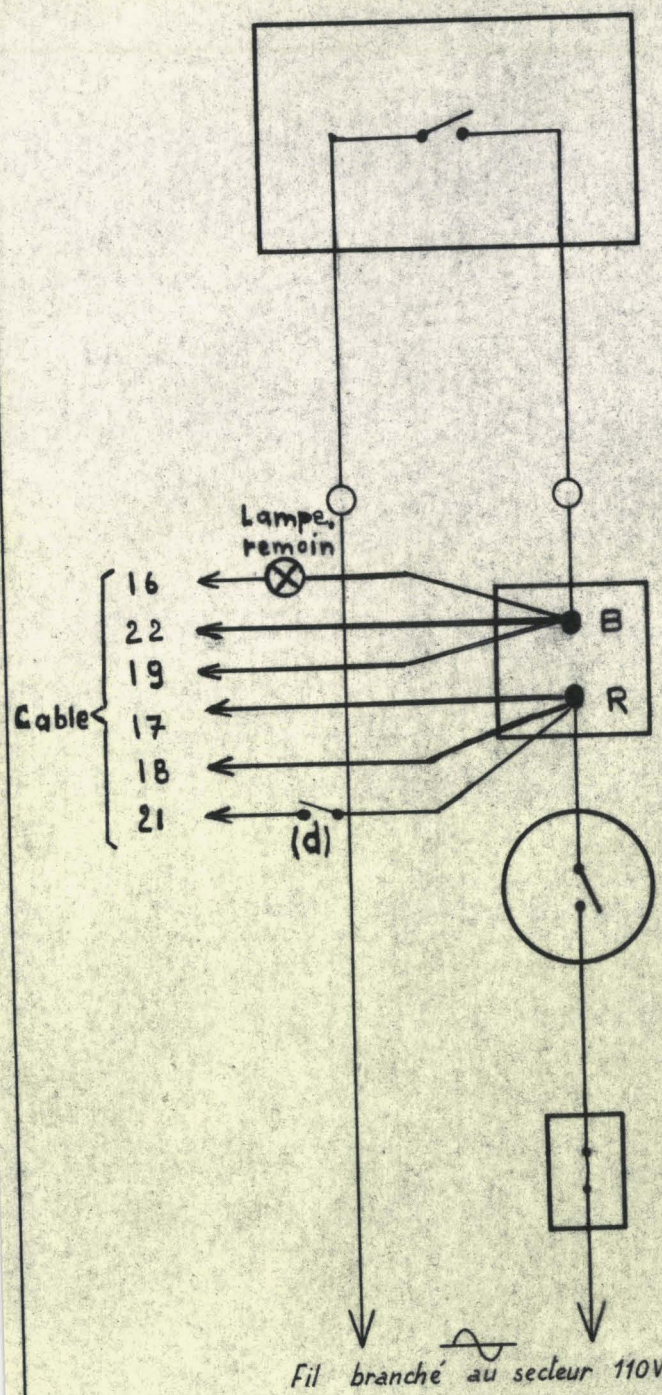
Tableau de commande

BU LILLE

Fig 12

Branchements au laboratoire

Fig. 14



Interrupteur à mercure coupant le courant la nuit.

Douilles permettant de court-circuiter l'interrupteur

Prise { Alimentation HT
Adapteur
Enregistreur
Relais S

Interrupteur

Fusible

BU LILLE

Tous les appareils électroniques et la plateforme portant l'appareil sont mis à la terre.

Un contacteur basculant à mercure, manoeuvré par une horloge mécanique commande la mise en route le matin et l'arret le soir de tout le dispositif. Les chauffages sont branchés directement au secteur ainsi que l'horloge électrique pour fonctionner la nuit.

CHAPITRE II

CONTROLE DE STABILITE et PROJET D'ETALONNAGE

I - Relation entre la réponse de l'enregistreur et la luminance du ciel.

Si B_λ est la luminance du ciel pour la longueur d'onde λ, ΔS la surface et $\Delta \omega$ l'angle solide du faisceau utile à l'entrée de l'appareil le flux entrant sera $B_\lambda \Delta S \Delta\omega$. Soient T_λ le facteur de transmission du système optique (hublot, filtre U.V, lentilles, monochromateur), $t_{n\lambda}$ le facteur de transmission du filtre gris d'ordre n. Le flux arrivant sur la photocathode sera $\Phi_\lambda = t_{n\lambda}\ T_\lambda\ B_\lambda\ \Delta\omega\ \Delta S$. Le courant de photomultiplicateur est proportionnel au flux lumineux, le facteur de proportionnalité pouvant dépendre de la longueur d'onde : $I = k_\lambda\ \Phi_\lambda$. La différence de potentiel indiquée par le millivoltmètre est proportionnelle au courant $y_\lambda = k'\ I_\lambda$, d'où

$y_\lambda = B_\lambda\ k'\ k_\lambda\ t_{n\lambda}\ T_\lambda\ \Delta S\ \Delta\omega$

Si nous considérons la déviation ramenée au filtre d_2 comme nous le ferons par la suite :

$$Y_\lambda = \left(\frac{t_2}{t_n}\right)_\lambda y_\lambda$$

nous pouvons écrire $Y_\lambda = B_\lambda\ C_\lambda$ avec $C_\lambda = k'\ k_\lambda\ t_{2\lambda}\ T_\lambda\ \Delta S\ \Delta\omega$

C_λ est une constante de l'appareil, fonction de la longueur d'onde que nous voulons déterminer.

Cette constante peut subir au cours du temps des modifications. En effet k t_2 et T peuvent varier lentement et ceci de façon différente suivant la longueur d'onde. k et k' peuvent varier brusquement quand une modification est apportée à la H T à l'adaptateur ou à l'enregistreur. T enfin peut varier chaque fois que l'on refait le réglage optique (largeur des fentes, ..). C'est pourquoi des étalonnages seront faits régulièrement pour assurer :

1) le controle de la constance de C_λ (ou mesure de ses variations).
2) l'étude de C_λ en fonction de la longueur d'onde
3) la mesure de C_λ en valeur absolue.

Seul le premier a été fait jusqu'ici

II - Controle de la constance de C_λ

L'éclairage du ciel étant masqué on envoie sur la fente du monochromateur le flux lumineux d'une lampe à ruban de tungstène en position fixe alimentée par un courant constant. La lumière traverse d'abord un verre opale blanc transparent à l'U.V. afin que le flux lumineux reçu par le monochromateur soit diffus comme dans le cas de l'éclairage par le ciel ; cela diminue aussi les variations que pourrait provoquer un flux direct par suite de l'imprécision relative de la position du ruban.

Si la luminance L_λ du verre opale est constante $Z_\lambda = L_\lambda C_\lambda$ donne une déviation constante à l'enregistreur

1°) Cette constance a été vérifiée au cours d'une journée aucune modification n'étant apportée à l'appareil. Les variations restent inférieures à 5 °/₀. Elles sont dues probablement à l'imprécision de l'étalonnage lui-meme :

- sur la valeur du courant d'alimentation de la lampe (variation de 10 °/₀ pour 0,2 A sur 14 A)

- sur la longueur d'onde (2 °/₀)
- sur la position du ruban de la lampe (1 °/₀)

2°) Les étalonnages ont été faits chaque jour de manière à vérifier la constance dans le temps

Si au jour de référence $Z_\lambda^\circ = L_\lambda C_\lambda^\circ$ et que au jour x $Z_\lambda^x = L_\lambda C_\lambda^x$ en supposant constante la luminance du verre opale

$$\frac{C_\lambda^\circ}{C_\lambda^x} = \frac{Z_\lambda^\circ}{Z_\lambda^x}$$

Pour avoir des mesures comparables entre elles on corrigera les résultats de l'enregistreur pour les ramener à ce qu'ils seraient si on avait toujours

$C_\lambda = C_\lambda^\circ = Cte$ c'est à dire que nous donnerons :

$$Y_\lambda^\circ = B_\lambda C_\lambda^\circ = Y_\lambda^\circ \frac{C_\lambda^\circ}{C_\lambda^x} = Y \frac{Z_\lambda^\circ}{Z_\lambda^x}$$

$$\log Y_\lambda^\circ = \log Y_\lambda^x + \log Z_\lambda^\circ - \log Z_\lambda^x$$

C'est le terme correctif $\log Z_\lambda^\circ - \log Z_\lambda^x$ que nous allons déterminer.

III - Controle de la lampe d'étalonnage

Pour que les mesures soient valables il faut nous assurer de la constance de L_λ. La lampe d'étalonnage peut varier légèrement au cours de son vieillissement et d'autre part risque d'etre cassée. Nous disposons donc de plusieurs lampes que nous comparons régulièrement entre elles au laboratoire par une méthode semblable à celle de l'étalonnage.

Les différentes lampes sont placées successivement sur un support de façon que leurs filaments restent sensiblement à la meme place. On éclaire par l'intermédiaire d'un verre opale

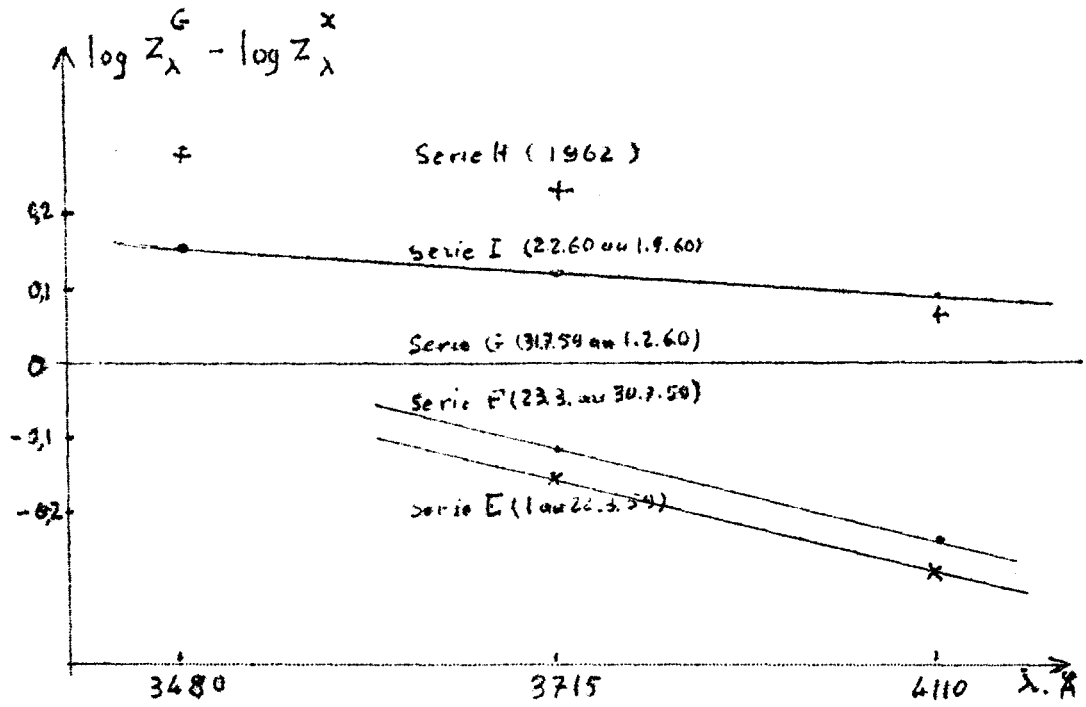
diffusant la fente d'un monochromateur et l'on observe le courant de P.M. pour des longueurs d'onde de référence choisies. Le fait que les rapports entre les diverses lampes ne varient pas nous autorise à conclure que chaque lampe est restée constante (à la précision des mesures), car il serait peu vraisemblable que plusieurs lampes utilisées différemment vieillissent dans le même rapport.

IV - Résultats.

A la précision des mesures (environ 5 °/₀) C_λ est constant pendant chaque série et ne change que lorsqu'on a légérement modifié l'installation d'une série à l'autre.

Si on prend comme référence la série G, on doit ajouter aux mesures d'une série x le terme correctif

$\log z_\lambda^{\,G} - \log z_\lambda^{\,x}$ indiqué sur le graphique



Nous avons quelques difficultés à mettre en rapport avec ces mesures faites à Paris en 1959-60, celles faites à Lille en 1962. Le facteur de modification prépondérant est le changement de verre opale, le précédent ayant été perdu, alors que nous ne possédons qu'une comparaison imprécise entre les transmissions de ces deux verres opales.

Nous séparerons donc les résultats obtenus avant et après la réinstallation de l'appareil à Lille.

V - Projets pour l'étude de C_λ en fonction de λ

L'utilisation pour l'étalonnage d'une lampe de répartition spectrale connue nous permettrait de mesurer C_λ en fonction de la longueur d'onde. Mais les lampes à ruban de tungstène que nous possédons ne peuvent être utilisées directement à cause de l'importance de la lumière parasite de grande longueur d'onde pour les mesures en dessous de 3 500 Å. Il est donc nécessaire d'utiliser une lampe donnant peu de lumière visible comme les lampes à H ou Xe. La comparaison de ces lampes avec les lampes à ruban de tungstène étalonnées (1) peut etre faite au laboratoire au moyen d'un monochromateur double afin de permettre leur utilisation pour l'étalonnage.

(1) Deux lampes W_I et W_{IV} ont été étalonnées au laboratoire d'Heidelberg.

CHAPITRE III

ETUDE DU SPECTRE DU CIEL ZENITHAL

I - Enregistrement et dépouillement

A) Réglages et Programmation

a) Etalonnage du monochromateur.

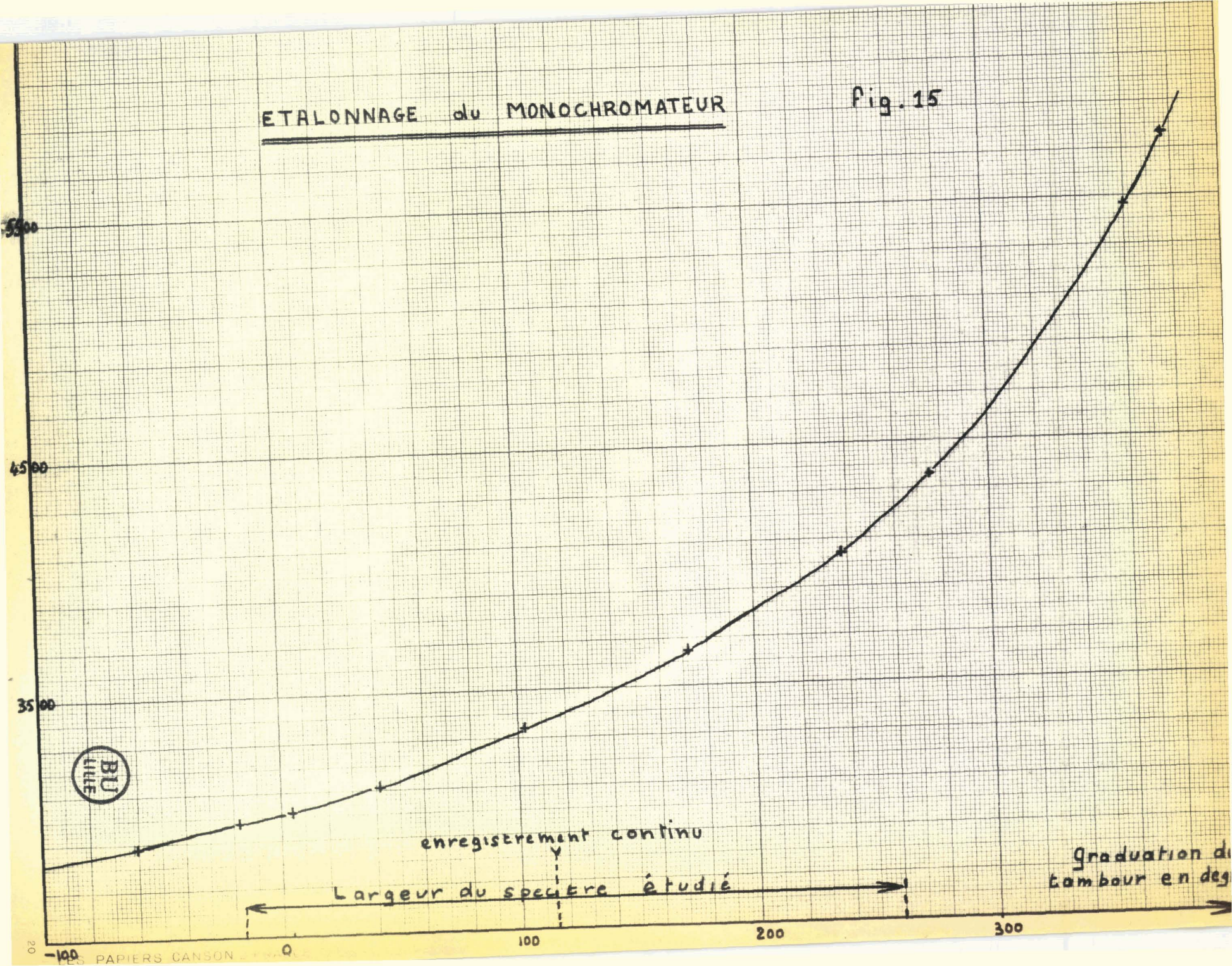
L'étalonnage en longueur d'onde du monochromateur a été fait au moyen d'une lampe à vapeur de mercure. Nous obtenons la courbe d'étalonnage de la figure 15 donnant les longueurs d'onde en fonction des angles de rotation.

b) Commande des spectres.

Les microcontacts commandant le défilement du spectre sont alors placés de manière à avoir un enregistrement continu sur λ = 3 400 Å (le microcontact inverseur b ferme le circuit de la lampe-témoin et l'interrupteur D est ouvert (fig 10) pouvoir enregistrer des spectres allant de 2 970 Å à 4 140 Å : par suite d'une commande de l'horloge électrique, l'interrupteur D ferme le circuit du moteur et la longueur d'onde croit de 3 400 Å à 4 140 Å (la lampe témoin s'éteint à 3 420 Å). Le microcontact (a) s'inverse pour cette longueur d'onde maximum.

ETALONNAGE du MONOCHROMATEUR

Fig. 15



BU LILLE

20 LES PAPIERS CANSON

Celle-ci décroit ensuite jusqu'à 2 970 Å. Au passage de la longueur d'onde d'enregistrement continu, la lampe-témoin s'allume (exactement de 3 410 Å à 3 380 Å), ce qui permet de repérer cette longueur d'onde sur l'enregistrement. A 2 970 Å le microcontact (a) s'inverse à nouveau et la longueur d'onde croit. Mais les cames disposées sur l'horloge électrique sont telles que l'interrupteur D s'ouvre pendant que la longueur d'onde passe de 2 970 à 3 400 Å. Le défilement du spectre se prolonge jusqu'à ce que le microcontact b s'inverse, coupant le circuit moteur et allumant la lampe-témoin c'est à dire jusqu'à 3 400 Å.

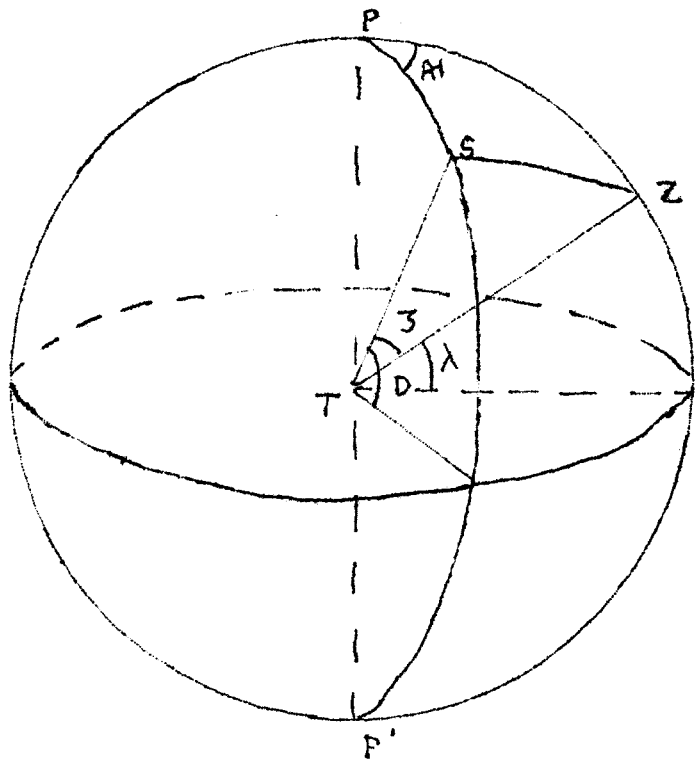
Chaque spectre comportera donc un double balayage de 2 970 Å à 4 140 Å.

c) Programmation

Nous enregistrons des spectres chaque fois que la hauteur du soleil au dessus de l'horizon varie de 5° (5°, 10°, 15°..) Le calcul de l'heure solaire ΔH correspondant à ces différents angles se fait à partir des données de "La connaissance des temps" qui nous fournit la déclinaison du soleil pour chaque jour de l'année.

Sur la sphère céleste nous déterminons un triangle sphérique PSz dans lequel z est défini par la verticale du lieu d'observation Tz et S par la direction du soleil à un instant choisi. Nous appelons D la déclinaison du soleil au jour considéré, λ la latitude du lieu d'observation, z la distance zénithale du soleil et ΔH l'angle horaire ou ascension droite du soleil à partir du plan méridien du lieu. Nous avons la relation :

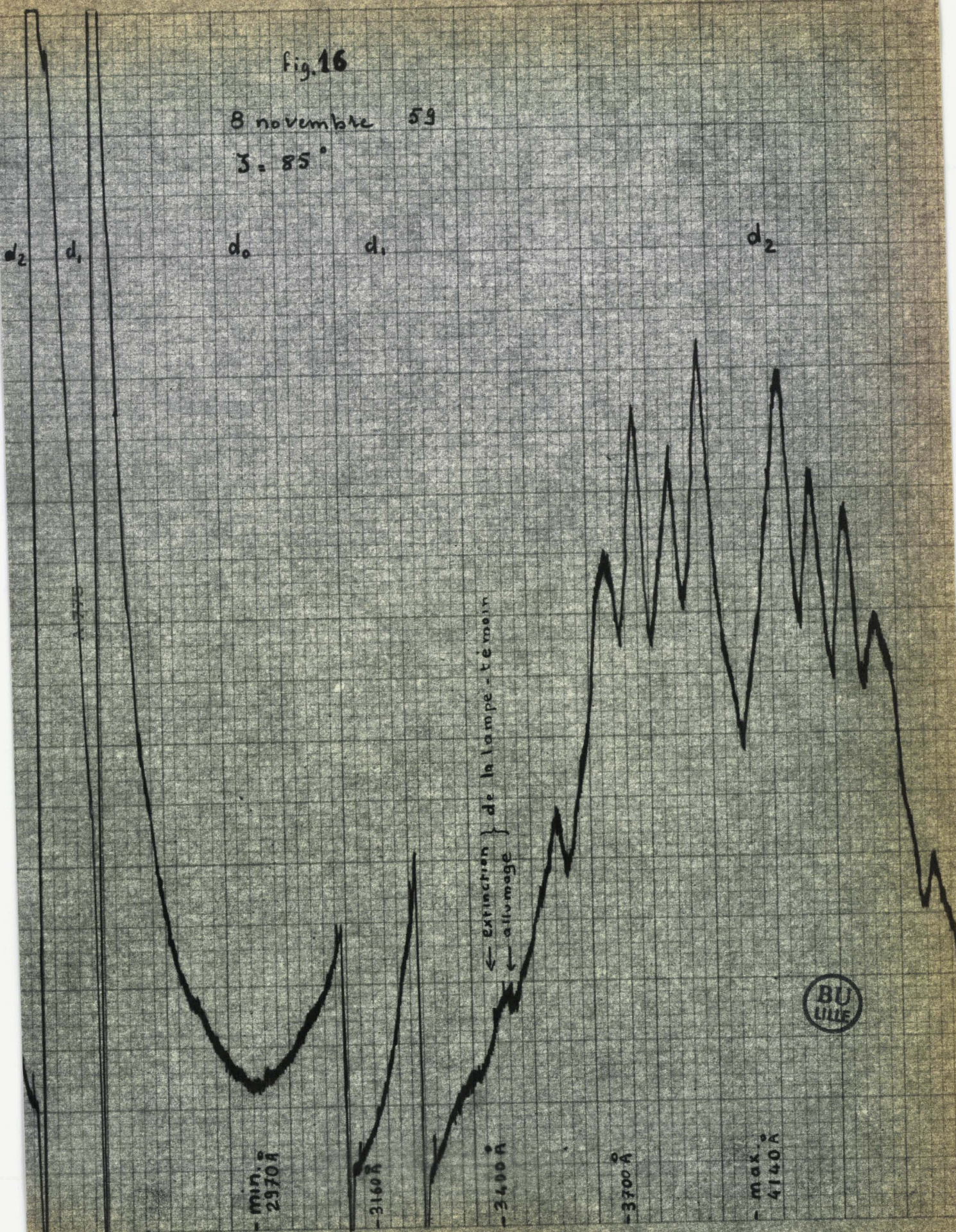
$$\cos z = \sin \lambda \sin D + \cos \lambda \cos D \cos \Delta H$$



En supposant la déclinaison constante au cours d'une journée nous traçons les droites

cos AH = f (cos ʒ) qui nous donnent l'heure solaire du passage du soleil à une distance zénithale quelconque.

Le cadran de l'horloge électrique gradué en degrés de - 180° à + 180° est réglé à 0° pour midi solaire vrai. Les cames commandant le défilement du spectre sont fixees sur le disque symétriquement par rapport à cette position. On place le repère de la came de façon que le défilement du spectre qui dure 16 minutes commence 8 minutes avant l'heure prévue. La précision de ce réglage est de 1/2 degré ce qui correspond à un temps de 2 minutes. Sur chaque enregistrement on note deux fois l'heure solaire déduite de l'heure civile obtenue à l'horloge parlante. Le défilement du papier de l'enregistreur est de 1/2 pouce par minute.


fig. 16
8 novembre 59
ζ = 85°
d2
d1
d0
d1
d2
← extinction } de la lampe-témoin
← allumage
- min. 2970 Å
- 3160 Å
- 3400 Å
- 3700 Å
- max. 4140 Å
BU LILLE

d) Renseignements météorologiques

Les conditions météorologiques communiquées par les stations Paris Montsouris ou Lille Lesquin seront notées avec soin. Il serait fort utile de pouvoir photographier l'état du ciel au moment du passage du spectre car les observations personnelles sur l'état nuageux au zénith sont toujours subjectives.

B) Dépouillement et discussion.

a) Transformation des enregistrements bruts.

Des changements de filtres gris ayant lieu pendant l'enregistrement d'un spectre nous avons d'abord ramené tous les résultats à ce qu'ils seraient avec le filtre

Si la luminance Bλ du ciel donne à l'enregistreur la réponse y_λ (fig. 16) pour un filtre gris de transmission tn_λ la réponse ramenée au filtre d_2 est :

$$Y_\lambda = \left(\frac{t_2}{t_n}\right)_\lambda Y_\lambda$$

$$\log Y_\lambda = \log Y_\lambda + (\log t_2 - \log t_n)_\lambda \qquad \text{Fig 18}$$

b) Allure du spectre

Observons le spectre obtenu des grandes longueurs d'onde aux plus petites (fig 16). A partir de la longueur d'onde maximum jusqu'à 3 900 Å nous observons une luminance croissante due à la limite de transmission du filtre U.V. Puis l'intensité lumineuse décroit régulièrement avec superposition de bandes d'absorption intenses.

Nous reproduisons à la figure 17 le spectre solaire donné par R. STAIR [2] obtenu à la sortie d'un monochromateur

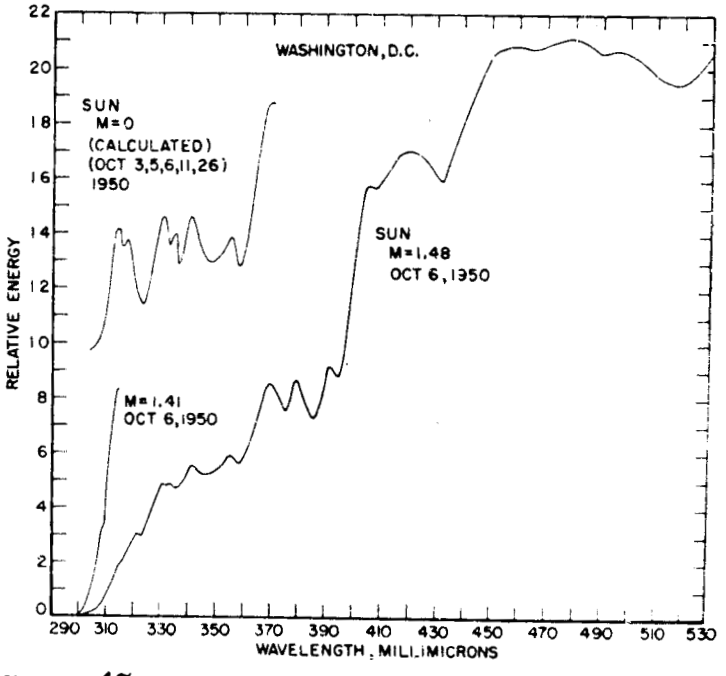


FIGURE 17.—*Spectral distribution of radiant energy at Washington, D. C., for 1 day in October 1950; and calculated mean outside the atmosphere for several days; ordinates arbitrary.*

BU LILLE

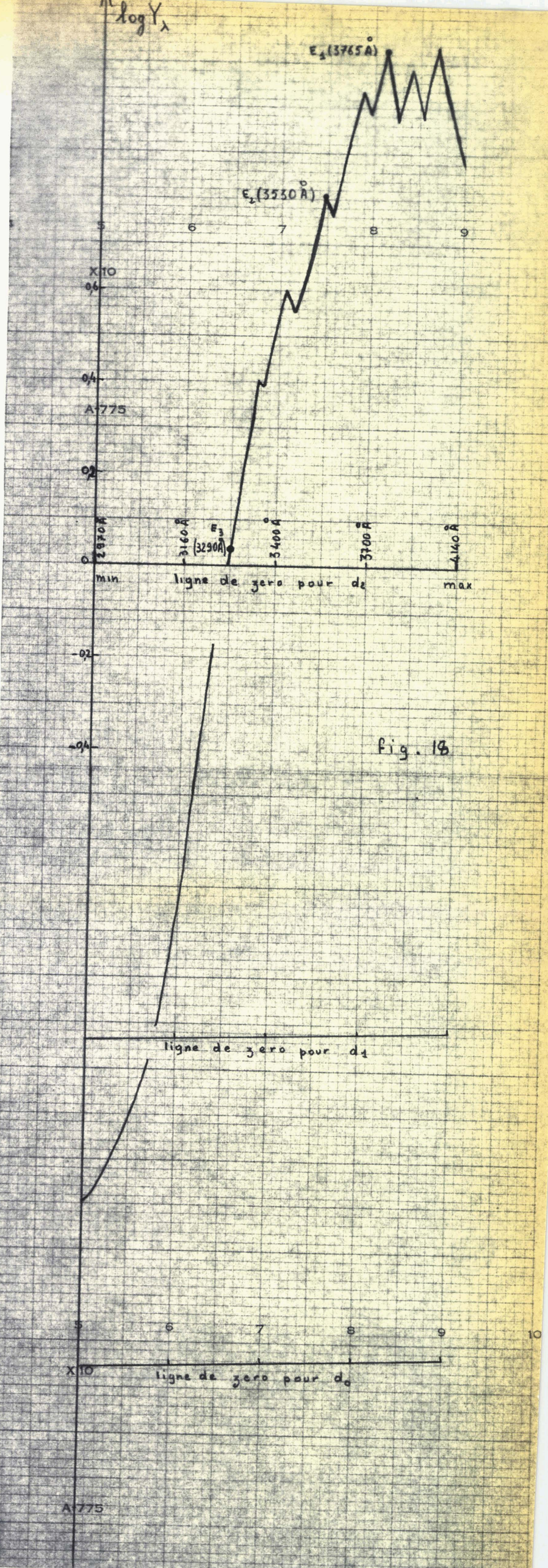

log Y_λ
E_1(3765 Å)
E_2(3530 Å)
5
6
7
8
9
X 10
0,6
0,4
A 775
0,2
0
2970 Å
3160 Å
E_3
(3290 Å)
3400 Å
3700 Å
4140 Å
min
ligne de zero pour d_2
max
-0,2
-0,4
ligne de zero pour d_1
5
6
7
8
9
10
X 10
ligne de zero pour d_0
A 775

Fig. 18

double dont la fente d'entrée reçoit le rayonnement solaire réfléchi par un miroir. Ce spectre est pris pour deux positions du soleil à M = 1,39 et M = 1,43. M représente l'épaisseur relative d'atmosphère traversée par le faisceau lumineux. Pour des distances zénithales inférieures à 80° M = cosec z . On sait que le spectre solaire photographié avec un spectrographe très fin montre une infinité de raies d'absorption sur un fond d'intensité continue. Les raies ne peuvent etre séparées au moyen d'un monochromateur à prisme qui présente une largeur de bande à la sortie d'environ 20 Å. Cependant dans les régions où les raies sont très serrées ou intenses on observe des zones d'absorption. L'allure du spectre dépend essentiellement du pouvoir de résolution de l'appareil.

Le spectre solaire est différent de celui du ciel zénithal, cependant on peut s'attendre à retrouver les memes minimum dus à la présence de raies de Frauenhofer serrées et intenses sur nos enregistrements et sur le spectre de Stair, obtenu avec un pouvoir de résolution du meme ordre que le notre?

Nous observons d'abord deux minimum d'intensité à peu près égale vers 3 870 Å et 3 780 Å , suivis d'une absorption moins prononcée à 3 700 Å invisible sur le spectre de Stair. Puis les minimum 3 580 Å et 3 430 Å sont visibles sur les deux courbes. En dessous de 3 200 Å notre spectre est inutilisable par suite de l'importance de la lumière parasite.

c) Variations du ciel pendant un spectre

Le défilement du spectre de 2 970 Å à 4 140 Å durant 8 minutes, la distance zénithale ζ du soleil pendant ce temps varie sensiblement, d'une quantité $\Delta\zeta = 2°$ en moyenne. Par suite la luminance du ciel varie. Cet effet est surtout sensible pour les distances zénithales de 85 et 80°.

D'autre part, en cas de ciel couvert ou de brume, la composition de la couche diffusante peut varier notablement et de façon quelconque pendant ce temps ce qui supprime toute possibilité de relation entre les réponses pour les diverses longueurs d'onde. C'est pourquoi nous opérons un double passage de spectre pendant 16 minutes afin de pouvoir réduire les erreurs causées par les phénomènes précités par la moyenne de deux résultats.

II - Résultats

A) Influence des conditions météorologiques

Nous avons dépouillé les résultats obtenus de cette manière à Paris en 1959 et à Lille lors de la remise en route de l'appareil à partir de Février 1962. Nous avons d'abord cherché l'influence des conditions météorologiques sur la quantité d'ultraviolet.

Pour cela après avoir choisi trois longueurs d'onde (fig 18) E_1 ($\lambda_{208°}$ = 3 765 Å), E_2 ($\lambda_{162°}$ = 3 530 Å) et E_3 ($\lambda_{100°}$ = 3 290 A) facilement repérables nous avons relevé pour chaque jour et chaque valeur de ζ $\log \frac{Y_1}{Y_2}$ et $\log \frac{Y_1}{Y_3}$

Comme nous l'avons vu au chapitre II les modifications apportées à l'appareillage nous ont amenés à considérer différentes séries, en particulier les séries E (du 1/3/59 au 23/3/59) F (du 24/3/59 au 30/7/59) et G (du 31/7/59 au 1/2/60). Sur les séries E et F nous devons faire la correction d'étalonnage pour avoir des réponses comparables à celles de la série G.

$$\log Y_\lambda^a = \log Y_\lambda^x + (\log Z_\lambda^G - \log Z_\lambda^x) \qquad \text{p.14}$$

Mais l'étalonnage effectué en 1959 avec des lampes à tungstène est limité au très proche U.V. et par conséquent

l'extrapolation nécessaire pour le reste du spectre rend les résultats peu valables. Nous avons donc préféré opérer d'une autre manière en utilisant les valeurs moyennes des résultats su sur un grand nombre de mesures. La différence des valeurs obtenues a été prise comme correction nécessaire. Pour la série E

$$\log\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right)_G = \log\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right)_E - 0{,}025$$

$$\log\left(\frac{Y_1}{Y_3}\right)_G = \log\left(\frac{Y_1}{Y_3}\right)_E - 0{,}110$$

Pour la série F

$$\log\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right)_G = \log\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right)_F - 0{,}010$$

$$\log\left(\frac{Y_1}{Y_3}\right)_G = \log\left(\frac{Y_1}{Y_3}\right)_F - 0{,}085$$

Les figures 19, 20, 21, : montrent une partie des résultats ainsi obtenus.

Sur $\log \frac{Y_1}{Y_2}$ nous faisons au cours des opérations successives une erreur de 0,02 en moyenne. Pour $\log \frac{Y_1}{Y_3}$ l'incertitude est encore plus grande car E_3 se trouve sur une zone de décroissance rapide. On estime l'erreur moyenne à 0,04.

Mais cette incertitude bien que très grande ne suffit pas à couvrir les écarts entre les valeurs obtenues aux différents jours de l'année.

Nous avons remarqué que $\log \frac{Y_1}{Y_3}$ était grand lorsque le ciel était couvert de nuages bas (tels que les cumulus, stratus..) Ces nuages semblent donc diminuer la proportion d'ultraviolet dans le spectre. Au contraire les ciels bleus ou couverts de nuages hauts (tels que Cirrus, cirrostratus..) semblent donner

la meme proportion élevée d'ultraviolet. C'est pourquoi nous avons choisi la légende suivante :

ciel bleu •
ciel couvert de nuages hauts ⊙
ciel couvert de nuages bas ×
ciel partiellement couvert ⊗

Les deux premiers ont tendance à marquer une faible ordonnée et les autres une ordonnée plus importante.

Il existe cependant quelques exceptions à cette règle. Le 13/3/59 (80° matin) le ciel étant couvert d'une nappe peu dense de nuages bas (type strato cumulus) montre une grande proportion d'ultraviolet alors qu'en général ce genre de nuages absorbe beaucoup comme le prouvent les ordonnées importantes des résultats ci-dessous.

ℨ	Date	$\log \frac{Y_1}{Y_2}$	$\log \frac{Y_1}{Y_3}$
80° (59)	Valeur moyenne	0,251	0,731
	8.10.59 (m)	0,30	0,760
	6.12.59 (m)	0,27	0,825
	12.11.59 (s)	0,27	0,975
	12.12.59 (s)	0,305	0,830
70° (59)	Valeur moyenne	0,250	0,671
	11. 3.59 (m)	0,265	0,710
	5. 3.59 (s)	0,330	0,740
80° (62)	Valeur moyenne	0,263	0,846
	20.2.62 (m)	0,260	0,950
	15.3.62 (m)	0,250	1,100
	20.2.62 (s)	0,260	0,950

80°

1959

MATIN

SOIR

$\log \frac{Y_1}{Y_2}$

Fig. 19

Fig. 19

70°

1959

MATIN

SOIR

$\log \frac{Y_1}{Y_3}$

$\log \frac{Y_1}{Y_2}$

Fig. 20

Fig. 20

matin
soir
1962
matin
soir
Fig. 21
Fig. 21

Le même phénomène s'est reproduit donnant quelquefois un taux d'ultraviolet supérieur à celui du ciel bleu

3	Date	$\log \frac{Y_1}{Y_2}$	$\log \frac{Y_1}{Y_3}$
80° (59)	Valeur moyenne	0,251	0,731
	5.12.59 (s)	0,090	0,725
	13.12.59 (s)	0,085	0,645
80° (62)	Valeur moyenne	0,263	0,846
	21. 3.62 (m)	0,230	0,770
70° (62)	Valeur moyenne	0,242	0,786
	23.2.62 (m)	0,255	0,720
	22.3.62 (m)	0,270	0,760
	23.2.62 (s)	0,160	0,735

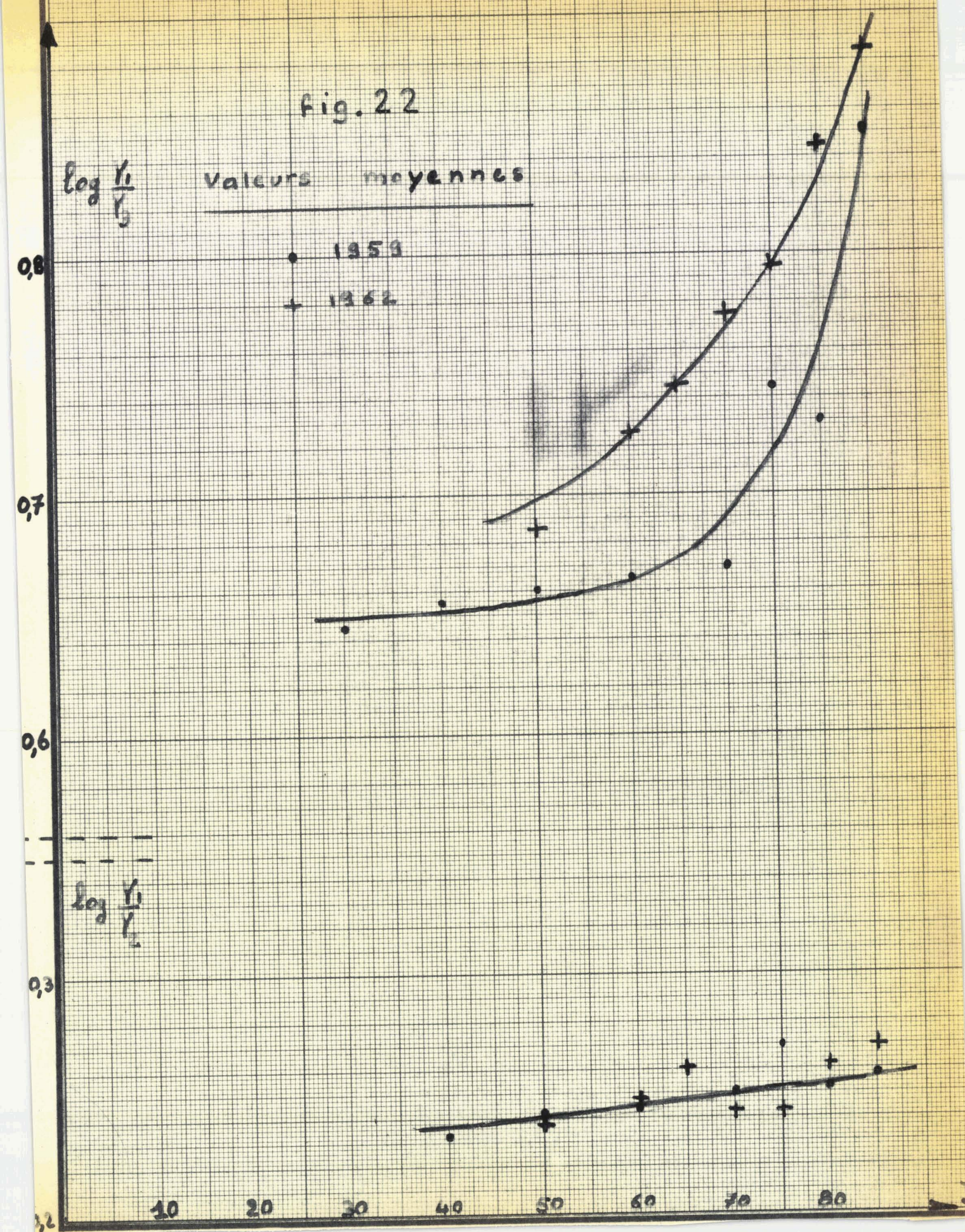
L'alto cumulus, de moyenne altitude, semble etre le nuage qui absorbe le plus les courtes longueurs d'onde, car si $\log \frac{Y_1}{Y_2}$ est du meme ordre que la valeur moyenne, $\log \frac{Y_1}{Y_3}$ prend des proportions importantes

	Date	$\log \frac{Y_1}{Y_2}$	$\log \frac{Y_1}{Y_3}$
80° (59)	Valeur moyenne	0,251	0,731
	8. 3.59 (m)	0,215	0,880
	2. 4.59 (m)	0,315	0,830
	10. 8.59 (m)	0,300	0,800
	7.10.59 (m)	0,300	0,780
	26.10.59 (m)	0,250	0,780
	22. 4.59 (s)	0,260	0,860
	1.11.59 (s)	0,300	0,950

70° (59)	Valeur moyenne	0,250	0,671
	31.4.59 (m)	0,290	0,730
	10.8.59 (m)	0,265	0,735
	22.4.59 (s)	0,280	0,765

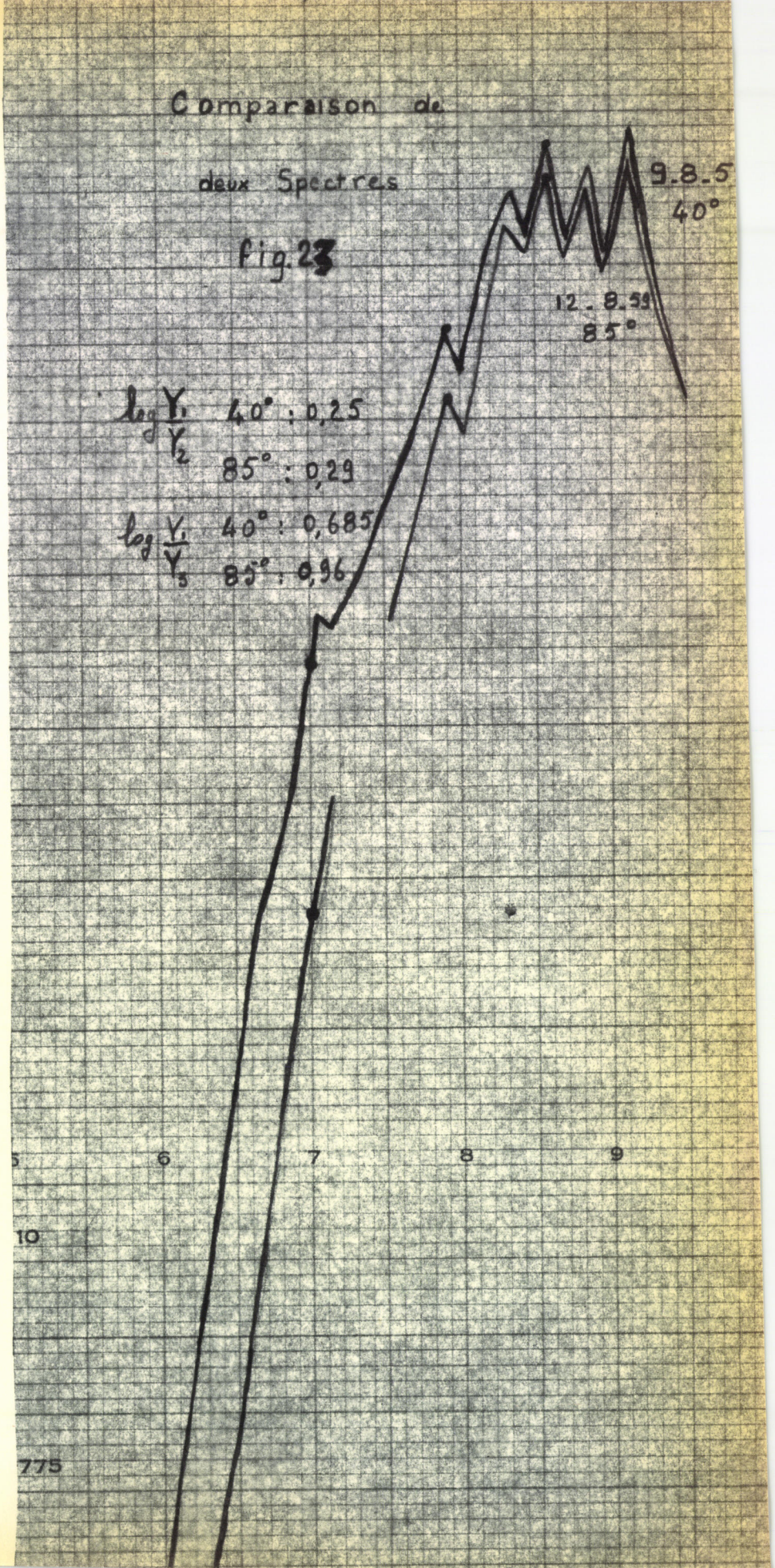
Le cirrus au contraire nuage haut diffuse aussi largement que le ciel bleu

3	Date	$\log \frac{Y_1}{Y_2}$	$\log \frac{Y_1}{Y_3}$
80° (59)	Valeur moyenne	0,251	0,731
	1. 6.59 (m)	0,260	0,615
	5. 6.59 (m)	0,210	0,600
	9. 3.59 (s)	0,235	0,720
	3.11.59 (s)	0,235	0,600
70° (59)	Valeur moyenne	0,250	0,671
	21.11.59 (m)	0,220	0,650
	23. 4.59 (s)	0,250	0,625
	21.11.59 (s)	0,225	0,615
80° (62)	Valeur moyenne	0,263	0,846
		0,220	0,790
		0,235	0,735


Fig. 22
log $\frac{r_1}{r_2}$
Valeurs moyennes
1959
1964
0,8
0,7
0,6
log $\frac{r_1}{r_2}$
0,3
10
20
30
40
50
60
70
80

b) Influence de la distance zénithale du soleil

En faisant les moyennes de toutes les réponses expérimentales nous constatons comme prévu que le taux d'ultraviolet augmente avec la hauteur du soleil au dessus de l'horizon (courbe fig. 22). Les spectres obtenus pour 40° présentent une décroissance beaucoup moins rapide que ceux de 80° (fig. 23). Les courbes obtenues pour 1959 et 1962 sont semblables bien que non parallèles. Les valeurs moyennes de 1962 portant sur un plus petit nombre de résultats (25 environ) sont susceptibles d'erreur plus importante.


Comparaison de
deux Spectres
fig. 23
9.8.5
40°
12.8.59
85°
log Y1/Y2 40° : 0,25
85° : 0,29
log Y1/Y3 40° : 0,685
85° : 0,96
6
7
8
9
10
775

CHAPITRE IV

VARIATIONS DIURNES

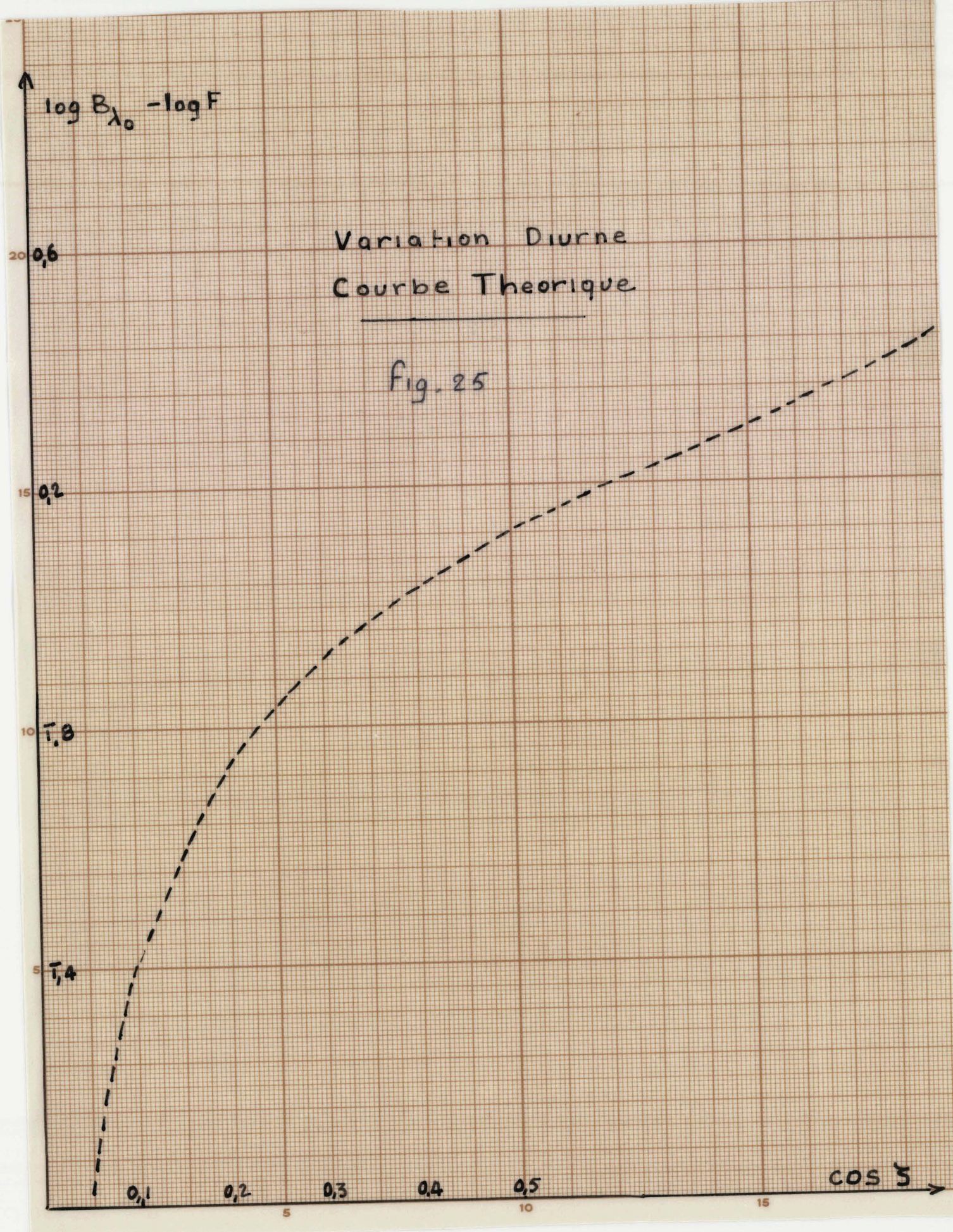
I - Courbes expérimentales.

Pour chaque jour de l'année 1959, on a reporté log λ_o pour λ_o = 3 400 Å en fonction de la distance zénithale du soleil et sélectionné quelques-unes des courbes les plus régulières (correspondant aux jours de ciel bleu ou uniformément couverts de nuages hauts). Sur les enregistrements, on obtient la distance zénithale du soleil à partir de l'heure solaire par la relation (1) vue au chapitre III, page . Les courbes obtenues sont sensiblement superposables. Le tableau ci-contre donne log γ_{λ_o} en fonction de $u_o = \cos \zeta$.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les nuages hauts diffusent aussi largement l'ultraviolet que le ciel bleu. Cette analogie se retrouve ici pour la variation de luminance en fonction de la distance zénithale du soleil pour la longueur d'onde 3 400 Å (voisine de E_2).

u_o	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	Ciel
ζ	90	84°16	78°28'	72°32'	66°25'	60°	53°05'	45°40'	36°50'	25°50'	
25.3.59	1,88	0,66	0,92	1,10	1,30	1,34	1,48				bleu
5.4.59	1,94	0,68	0,98	1,18	1,28	1,39	1,48	1,55			bleu
6.6.59	1,90	0,50	0,86	1,06	1,24	1,34	1,50	1,64	1,71	1,87	C H
4.8.59	1,70	0,68	0,96	1,16	1,28	1,40	1,50	1,56	1,70		bleu
15.9.59	1,88	0,66	0,98	1,14	1,24	1,36	1,46	1,56			C H
1.10.59	1,90	0,54	0,84	1,04	1,18	1,28	1,36				bleu
20.11.59	1,90	0,60	0,98	1,18							C H
5.12.59	1,78	0,60	1,02	1,16							C H
Moyenne	1,867	0,615	0,942	1,127	1,250	1,350	1,490	1,58	1,71	1,87	
Ecart moyen	0,055	0,054	0,052	0,047	0,035	0,032	0,033	0,032			

log γ_{λ_o} en fonction de ζ


log B_{λ_0} - log F
Variation Diurne
Courbe Theorique
Fig. 25
20
0,6
15
0,2
10
1,8
5
1,4
1
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
cos z
5
10
15

Variation Durne

Courbe Theorique

Fig. 25

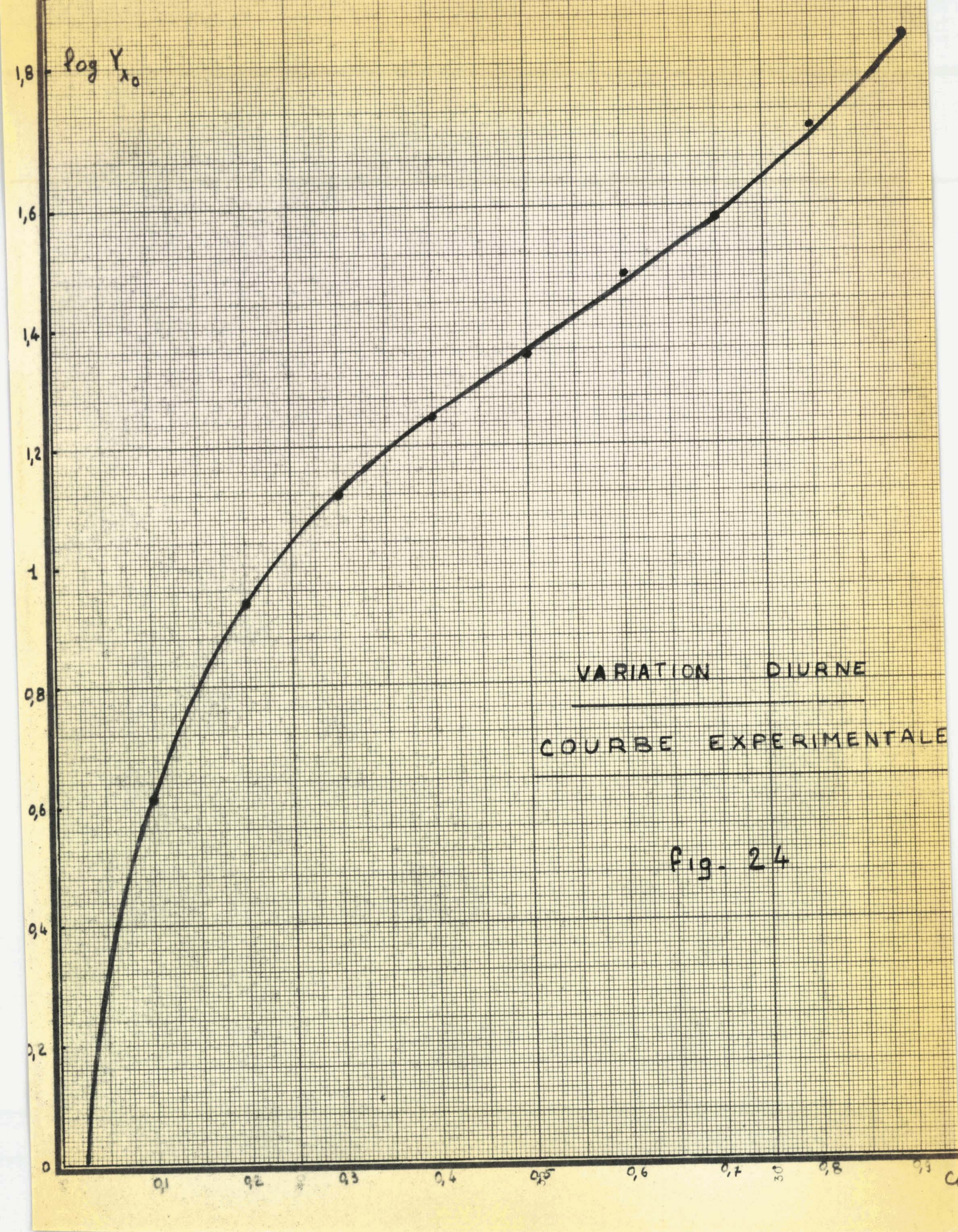
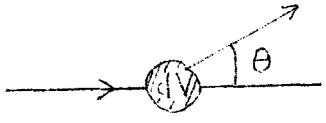

log Y_{λ_0}
1,8
1,6
1,4
1,2
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
VARIATION DIURNE
COURBE EXPERIMENTALE

Fig. 24

L'écart à la valeur moyenne pour les différents jours est inférieur à 0,05 donc du meme ordre que l'incertitude sur les résultats. La courbe obtenue à partir des valeurs moyennes sera donc prise comme courbe expérimentale de la variation diurne (fig. 22). Nous avons ensuite comparé ces résultats à la courbe théorique obtenue par le calcul numérique utilisant les fonctions de CHANDRASEKHAR [3][4].

II - a) Calcul théorique



Soit un élément de volume dV dans un milieu diffusant qui contient N_i particules du type i et reçoit l'éclairement E. Soit $f_i(\theta)$ la fonction de diffusion d'une particule i dans la direction Θ

$$I = \sum N_i \, dv \, f_i(\theta) \, E$$

$$I = f(\Theta) E \, dv \quad \text{en posant} \quad f_i N_i = f(\Theta)$$

Soient k le coefficient d'absorption par diffusion

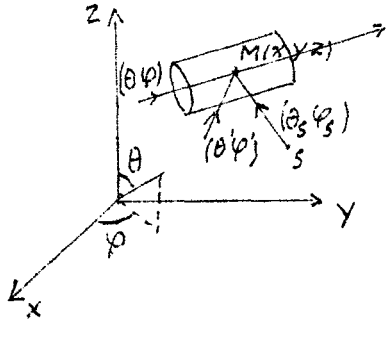
β le coefficient d'absorption propre

Posons $K = k + \beta$ $\qquad \varpi_o = \frac{k}{K}$

$$f(\Theta) = \frac{k}{4\pi} p(\Theta)$$

Lorsque $\beta = 0$ $\quad \varpi_o = 1$ pas d'absorption propre

$\varpi_o = 0$ $\quad k = 0$ pas de diffusion



Considérons un point M (xyz) et le volume élémentaire correspondant $dV = d\,R\,d\,S$, qui reçoit normalement à $d\sigma$ le flux incident :

$$\Phi_1 = B(x, y, z, \Theta, \varphi) \, d\sigma \, d\omega$$

- θ et φ étant les angles du pinceau incident dans le système de coordonnées indiqué sur la figure
- $B(x, y, z, \theta, \varphi)$ la luminance au point M du rayonnement se propageant dans la direction (θ, φ)
- $d\omega$ l'ouverture du pinceau .

Le flux sortant du volume élémentaire dans la même direction sera

$$\Phi_2 = \left(B + \frac{dB}{dR}\, d R\right) d\sigma\, d\omega$$

et la variation de flux

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \frac{dB}{dR}\, d R\, d\sigma d\omega$$

Cette variation est due

- à l'absorption propre

$$d\Phi_p = - K(xyz) \cdot B(x, y, z, \theta, \varphi)\, d\omega\, d\sigma\, dR$$

- au flux incident de direction $(\theta'\varphi')$ diffusé suivant $(\theta\varphi)$

$$d\Phi_d = \frac{\varpi_0}{4\pi} K(xyz)\, p(xyz, \theta\varphi, \theta'\varphi')\, B(xyz\,\theta'\varphi')\, \sin\theta' d\theta' d\varphi'$$

pour toutes les directions de diffusion $\begin{cases} 0 < \varphi' < 2\pi \\ 0 < \theta' < \pi \end{cases}$
nous aurons :

$$d\Phi_d = \frac{\varpi_0}{4\pi} K(x,y,z)\, d\sigma\, d\omega\, dR \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} p(xyz\,\theta\varphi\,\theta'\varphi')\, B(xyz\,\theta'\varphi')\, \sin\theta' d\theta' d\varphi'$$

- enfin il peut exister dans le milieu ou à l'extérieur des sources lumineuses qui produisent en M une variation de flux dans la direction $(\theta\varphi)$

$$d\Phi_s = E_s \exp\left[-\int_s^M K(x'y'z')\, dR'\right] \frac{\varpi_0\, K(x,y,z)}{4\pi} P(x,y,z,\theta,\varphi\,\theta_s,\varphi_s)$$

$$dR\, d\sigma\, d\omega$$

Comme il y a conservation de l'énergie

$$\Phi_2 - \Phi_1 = d\Phi_p + d\Phi_d + d\Phi_s$$ ce qui donne :

$$\frac{dB(xyz\theta\varphi)}{dR} = -K(xyz)\,B(xyz\,\theta\varphi) + \frac{\varpi_0}{4\pi} K(xyz) \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P(xyz\theta\varphi\theta'\varphi')\,B(xyz\,\theta'\varphi')\sin\theta' d\varphi' d\theta'$$

$$+ E_s\left[\exp -\int_S^M k(x'y'z')\,dR'\right] \frac{\varpi_0 k}{4\pi}\, p(xyz\,\theta\varphi\theta_s\varphi_s)$$

Dans le cas d'une atmosphère plane le calcul se simplifie. On supposera la composition constante et la densité de matière fonction seulement du niveau z.

Posons $\tau = \int_z^{z_s} K(z)\,dz$

$$d\tau = -K(z)\,dz$$

Dans le cas de l'atmosphère terrestre éclairée par le soleil dans la direction $\theta_0\ \varphi_0$ on obtient en posant

$\cos\theta = \mu$

$$-\mu \frac{dB(\tau\mu\varphi)}{d\tau} = -B(\tau\mu\varphi) + \frac{\varpi_0}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{1} P(\mu\varphi\mu'\varphi')\,B(\tau\mu'\varphi')\,d\mu' d\varphi'$$

$$+ \frac{\varpi_0}{4\pi} F\, e^{\tau/\mu_0}\, p(\mu\varphi\mu_0\varphi_0)$$

avec les conditions aux limites :

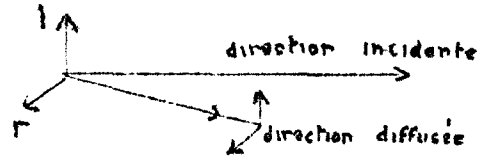
$B(\tau = 0 \quad \mu < 0) = 0$

$B(\tau = \tau_1 \quad \mu > 0) = 0$ sol noir

La résolution de cette équation est complexe et dépend de la fonction de diffusion employée

Forme matricielle - Atmosphère Rayleigh.

Le rayonnement par diffusion étant en général polarisé on résout le problème sous forme matricielle en utilisant les paramètres de Stokes, ou mieux les paramètres : B_l , B_r , composantes de la luminance suivant deux axes rectangulaires perpendiculaires à la direction de diffusion, U et V



Dans le cas de l'atmosphère terrestre éclairée par la lumière du ciel nous avons le flux incident

$\pi F = \pi(F_l \; F_r \; F_u \; F_v)$ dans la direction du soleil $(-\mu_o \; \varphi_o)$

On définit les matrices de diffusion $S(\tau, \mu, \varphi, \mu_o, \varphi_o)$ et de transmission $T(\tau, \mu, \varphi, \mu_o \; \varphi_o)$ telles que

- pour $\tau = 0$ la luminance totale réfléchie par l'atmosphère dans la direction $\mu\varphi$ soit $B(0 \; \mu \; \varphi) = \frac{F}{4\pi} S(\tau_1, \mu, \varphi, \mu_o, \varphi_o)$
- pour $\tau = \tau_1$ la luminance absorbée par le sol noir est:

$$B(\tau_1, -\mu\varphi) = \frac{F}{4\pi} T(\tau, \mu \; \varphi \; \mu_o \; \varphi_o) \qquad \text{(fig. a)}$$

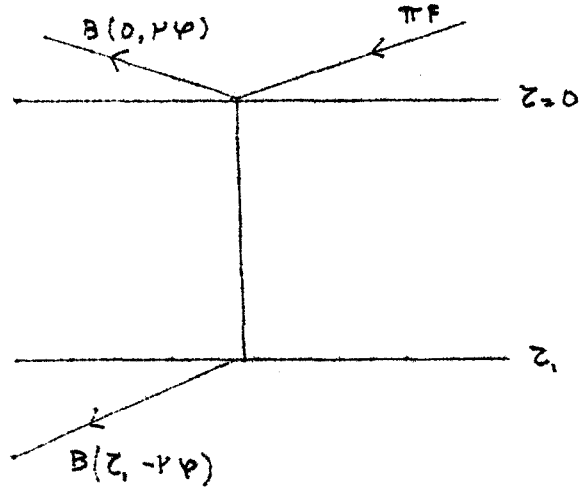


Fig a

On distingue le flux réduit par absorption propre

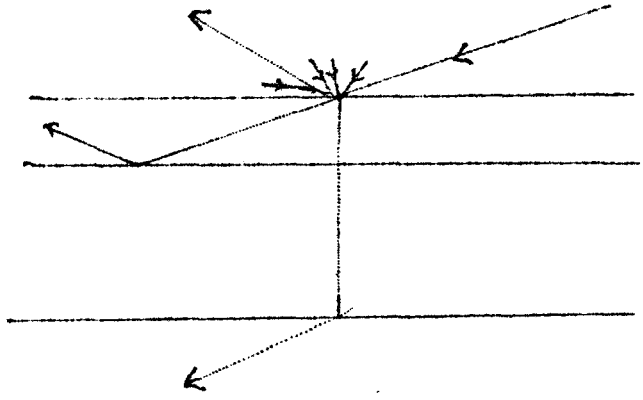
$\pi F e^{-\tau/\mu_0}$ et le champ de rayons diffusés

$B(\tau, \mu, \varphi)$

L'application des principes d'invariance a permis dans ce cas d'arriver à une solution satisfaisante.

Principes d'invariance

I - L'intensité diffusée au dessus d'un niveau τ dans une direction $\mu\varphi$ est la somme du flux incident réduit réfléchi sur la surface τ et diffusé dans cette direction et des rayonnements diffusés $B(\tau, -\mu'\varphi)$ $(0 < \mu' < 1)$ incidents sur la surface et diffusés par l'atmosphère $(\tau, -\tau)$ situé sous le niveau τ (fig b)



$$B(\tau \mu \varphi) = \frac{F}{4} e^{-\tau/\mu_0} S(\tau, -\tau, \mu\varphi, \mu_0\varphi_0) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{2\pi} \int_0^1 S(\tau, -\tau, \mu\varphi, \mu'\varphi') B(\tau, -\mu'\varphi') \, d\mu' \, d\varphi'$$

II - L'intensité transmise sous un niveau ζ dans une direction $(-\mu\varphi)$ est la somme de la transmission du flux incident dans l'atmosphère ζ au dessus du niveau τ et de la réflexion sur la même surface de la radiation

$B(\tau, \mu', \varphi')$ $(0 < \mu' < 1)$ sous le niveau ζ (fig c)

$$B(\tau,-\mu,\varphi) = \frac{F}{4\mu}\, T(\tau,\mu,\varphi,\mu_0,\varphi_0) + \frac{1}{4\pi\mu}\int_0^1\int_0^{2\pi} S(\tau,\mu,\varphi,\mu',\varphi')$$

$$B(\tau,\mu',\varphi')\, d\mu'\, d\varphi'$$

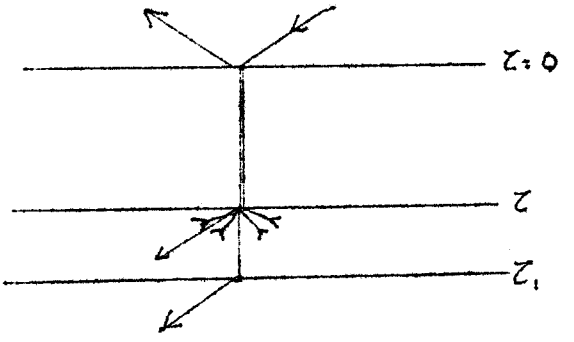


Fig.c

III - La réflexion du flux incident au dessus de l'atmosphère totale est équivalente à la réflexion de ce même flux sur une couche d'épaisseur optique τ , au dessus du niveau τ et à la transmission par la même atmosphère de la radiation diffuse $B(\tau\ \mu'\varphi')$ $(0 < \mu' < 1)$ incidente sur le niveau τ par dessous (fig d)

$$\frac{F}{4\mu}\, S(\tau,\mu,\varphi,\mu_0,\varphi_0) = \frac{F}{4\mu}\, S(\tau,\mu,\varphi,\mu_0,\varphi_0) + e^{-\tau/\mu}\, B(\tau,\mu,\varphi)$$

$$+ \frac{1}{4\pi\mu}\int_0^1\int_0^{2\pi} T(\tau,\mu,\varphi,\mu',\varphi')\, B(\tau,\mu',\varphi')\, d\mu'\, d\varphi'$$

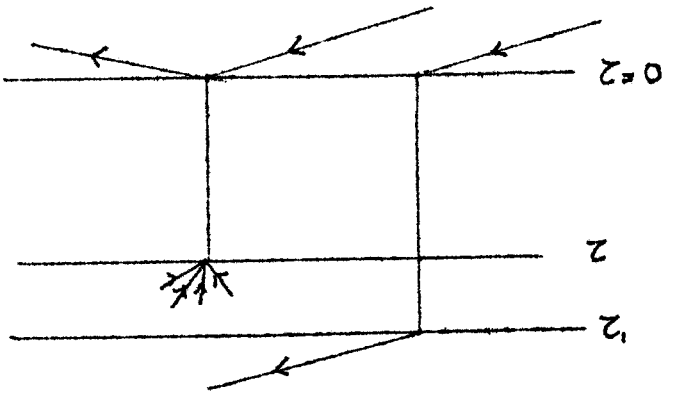


Fig d

Ces trois termes représentent la réflexion du flux incident par l'atmosphère au dessus du niveau τ , l'intensité $T(\tau, \mu, \varphi)$ directement transmise à partir de τ , et la transmission à partir de ce niveau du champ de radiation diffuse $B(\tau\ \mu'\ \varphi')$ dans la direction $(\mu\ \varphi)$

IV - La transmission de la lumière incidente par l'atmosphère entière est équivalente à la transmission du flux incident réduit $F e^{-\tau/\mu_0}$ par la couche d'épaisseur $\tau_1 - \tau$ et à la radiation diffuse arrivant en τ diffusée dans cette direction (fig e)

$$\frac{F}{4\mu} T(\tau_1, \mu\varphi, \mu_0\varphi_0) = \frac{F}{4\mu} e^{-\tau/\mu_0} T(\tau_1 - \tau, \mu\varphi, \mu_0\varphi_0)$$

$$+ e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} B(\tau, -\mu\varphi) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{1} \int_0^{2\pi} T(\tau_1 - \tau, \mu\varphi, \mu'\varphi') B(\tau, -\mu\varphi') d\mu' d\varphi'$$

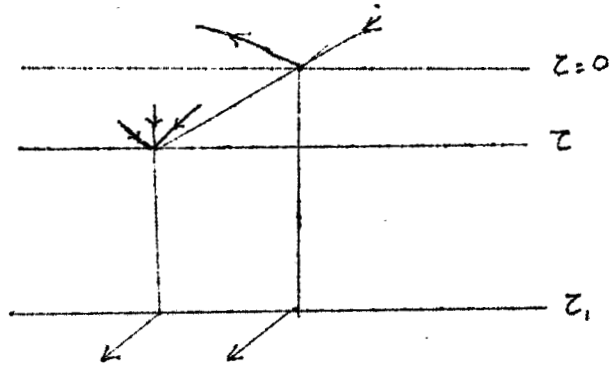


Fig e

A partir de ces principes CHANDRASEKHAR a donné une solution exacte de l'équation en utilisant la matrice de diffusion Rayleigh.

Les valeurs de la luminance pour deux directions perpendiculaires dont l'une (B_l) est dans le plan vertical contenant la direction de propagation sont respectivement en posant

$u = -\mu$ et $u_0 = -\mu_0$ [4]

$$B_1(\tau,\mu,\varphi) = \frac{3}{32} F \frac{u_0}{u-u_0} \Big\{ \Big[\psi(u_0\tau_1) + \chi(u_0\tau_1) \Big] \xi(u,\tau_1) + 2 \Big[\phi(u_0\tau_1) + \xi(u_0\tau_1) \Big] \eta(u\tau_1)$$
$$- \Big[\xi(u_0\tau_1) + \sigma(u_0\tau_1) \Big] \psi(u\tau_1) - 2 \Big[\theta(u_0\tau_1) + \eta(u_0\tau_1) \Big] \phi(u\tau_1)$$
$$+ 4 u u_0 (1-u^2)^{1/2} (1-u_0^2)^{1/2} \Big[X'(u_0\tau_1) Y'(u_0\tau_1) - Y'(u_0\tau_1) X'(u\tau_1) \Big] \cos(\varphi_0-\varphi)$$
$$- u^2 (1-u_0^2) \Big[X^2(u_0\tau_1) Y^2(u\tau_1) - Y^2(u_0\tau_1) X^2(u\tau_1) \cos(\varphi_0-\varphi) \Big] \Big\}$$

$$B_r(\tau,\mu,\varphi) = \frac{3}{32} F \frac{u_0}{u-u_0} \Big\{ \Big[\psi(u_0\tau_1) + \chi(u_0\tau_1) \Big] \sigma(u\tau_1) + 2 \Big[\phi(u_0\tau_1) + \xi(u_0\tau_1) \Big] \theta(u\tau_1)$$
$$- \Big[\xi(u_0\tau_1) + \sigma(u_0\tau_1) \Big] \chi(u\tau_1) - 2 \Big[\theta(u_0\tau_1) + \eta(u_0\tau_1) \Big] \xi(u\tau_1)$$
$$- (1-u_0^2) \Big[X^2(u_0\tau_1) Y^2(u\tau_1) - Y^2(u_0\tau_1) X^2(u\tau_1) \cos 2(\varphi-\varphi_0) \Big]$$

Dans le cas d'observation au zénith $u = 1$.
La luminance totale $B = B_1 + B_r$ se simplifie

$$B_{\lambda_0} = \frac{3}{32} F \frac{u_0}{1-u_0} \Big\{ \Big[\psi(u_0\tau_1) + \chi(u_0\tau_1) \Big] \Big[\xi(1\tau_1) + \sigma(1\tau_1) \Big] + 2 \Big[\phi(u_0\tau_1) + \xi(u_0\tau_1) \Big]$$
$$\Big[\eta(1\tau_1) + \theta(1\tau_1) \Big] - \Big[\xi(u_0\tau_1) + \sigma(u_0\tau_1) \Big] \Big[\psi(1\tau_1) + \chi(1\tau_1) \Big]$$
$$- 2 \Big[\theta(u_0\tau_1) + \eta(u_0\tau_1) \Big] \Big[\phi(1\tau_1) + \xi(1\tau_1) \Big]$$

les fonctions $\psi, \chi, \xi, \phi, \eta, \theta, \sigma, \xi$ sont obtenues à partir de deux couples de fonctions $X_e Y_e$ $X_r Y_r$. Des tables exactes de ces fonctions ont été établies ce qui nous a permis de faire le calcul numérique de B_{λ_0} / F et de comparer la courbe $\log B_{\lambda_0} / F$ obtenue (fig. 23), à la courbe expérimentale

b) Résultats

Ne connaissant pas la valeur absolue de la constante d'étalonnage C_λ ni l'éclairement F, nous ne pouvons comparer directement la luminance théorique et la luminance expérimentale

mais leurs logarithmes qui ne doivent différer que d'une valeur constante en fonction de ζ

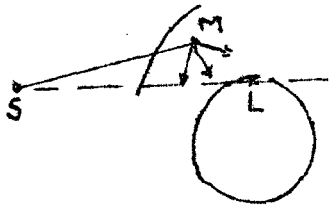
On doit avoir $B_\lambda = C_\lambda \, Y_\lambda$

$$\text{lob } \frac{B_\lambda}{F} = \log Y_\lambda + (\log C_\lambda - \log F)$$

U_o	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
ζ	90	84°16'	78°28	71°32	66°25	60°	53°05	45°40	36°50	25°50
$\log \frac{B_\lambda}{F}$		1,406	1,739	1,916	0,033	0,122	0,196	0,268	0,329	0,401
$\log \lambda$	I,867	0,615	0,942	1,127	1,250	1,350	1,490	1,58	1,71	1,87
differ.		1,21	1,22	1,21	1,22	1,23	1,29	1,31	1,38	1,47

On remarque que à partir de $U_o = 0,1$ la différence des logarithmes d'abord sensiblement constante jusqu'à $U_o = 0,5$ croit avec la hauteur du soleil au dessus de l'horizon. La luminance du ciel zénithal semble donc supérieure à ce que prévoit la théorie pour les faibles distances zénithales du soleil.

Pour $U_o = 0$ la valeur théorique de la luminance est nulle mais l'approximation d'une atmosphère plane n'est dans ce cas plus valable. La luminance expérimentale est déjà notable lorsque le soleil passe au dessus de l'horizon. Ce phénomène est du à l'éclairage des hautes couches atmosphériques par les rayons solaires.



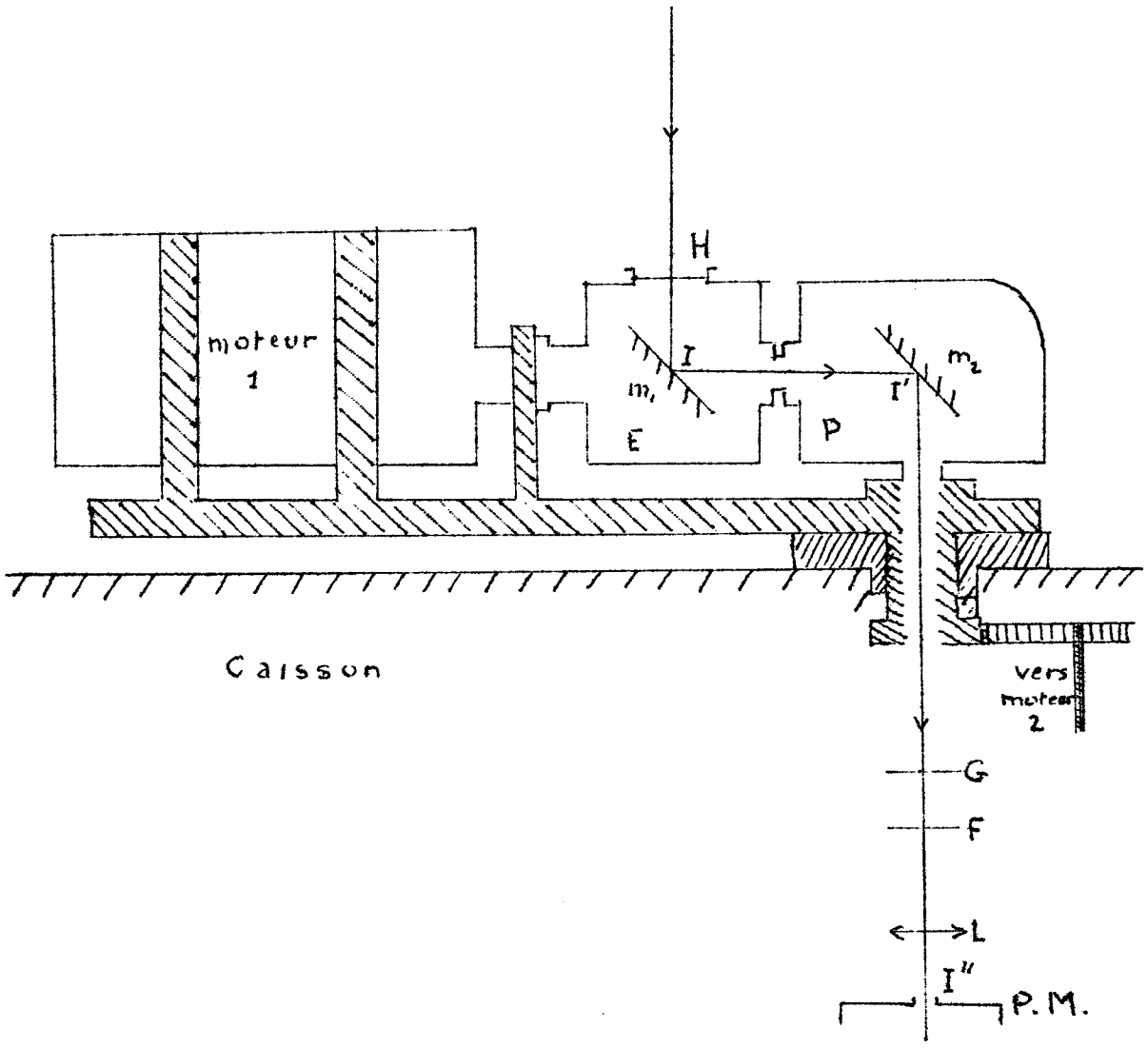
CHAPITRE V

ESSAI DU DEUXIEME APPAREIL

I - Description du photomètre

Le principe de cet appareil est semblable à celui du premier mais il ne comporte pas de monochromateur et peut viser une direction quelconque du ciel -fig 26).

La lumière après avoir traversé le hublot (H) tombe en I sur un miroir (m_1) incliné à 45°, qui renvoie le faisceau horizontalement. Le boitier étanche E qui contient ce miroir et porte le hublot est solidaire d'un petit moteur dont l'axe est colinéaire à II', ce qui permet de balayer le ciel suivant un grand cercle. Un second miroir m_2 parallèle au premier reçoit le faisceau en I' et le renvoie verticalement vers I". Ce miroir est fixé à l'intérieur d'un boitier étanche P. L'ensemble P + E est solidaire d'un deuxième moteur d'axe I'I" permettant de balayer un cercle de distance zénithale choisie. Le faisceau tombe ensuite sur des filtres interférentiels et gris avant d'etre concentré sur la photocathode du photomultiplicateur.



PHOTOMETRE

Fig. 26

BU LILLE

La fente et la lentille d'entrée du photomultiplicateur sont telles que les dimensions du faiscean utile soient les mêmes que pour le premier appareil.

Filtres interférentiels

Sur un disque porte filtres, nous disposons de 4 filtres interférentiels: F_1 dont la bande passante se situe vers 4 990 Å, F_2 dont la bande passante se situe vers 4 030 Å, F_3 vers 3 800 Å, F_4 vers 3 600 Å, F_5 vers 3 400 Å et F_0 une position sans filtre. Ce disque est entrainé par un moteur Lip synchrone (un sens de rotation 1 tour/2 mn) commandé par un inverseur manuel. Le principe de fonctionnement est le même que celui du moteur du filtre ultraviolet du premier appareil (fig 11) mais la came est à 6 positions correspondant à chaque filtre, au lieu de 2. De plus afin de pouvoir repérer le numéro du filtre depuis le laboratoire un microcontact ferme le circuit d'une petite lampe lorsqu'on se trouve sur la position F_0.

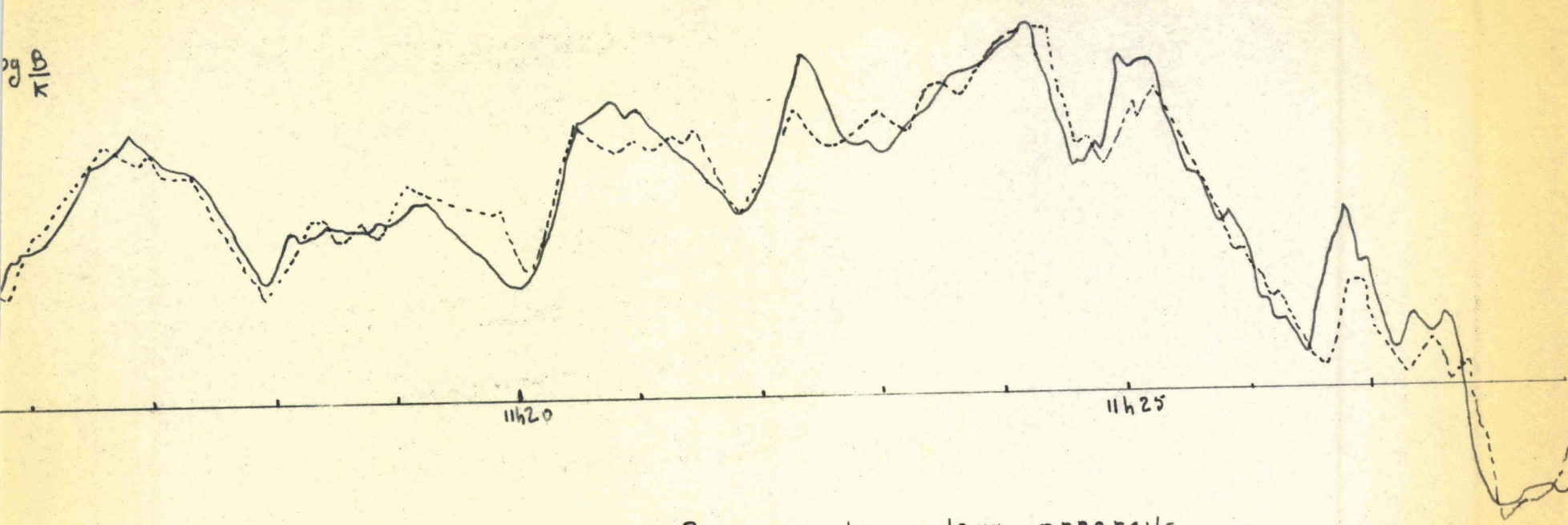
Filtres gris

Le défilement des filtres gris est commandé de même que pour le premier appareil, par des microcontacts disposés en haut et bas d'échelle de l'enregistreur. Le circuit d'alimentation du moteur est celui de la figure 7.

Pour connaitre le numéro du filtre en place sur le faisceau on a disposé des résistances en parallèle sur chaque filtre. Une mesure à l'ohmètre de la résistance entre un point fixe et le filtre en place nous donne son numéro.

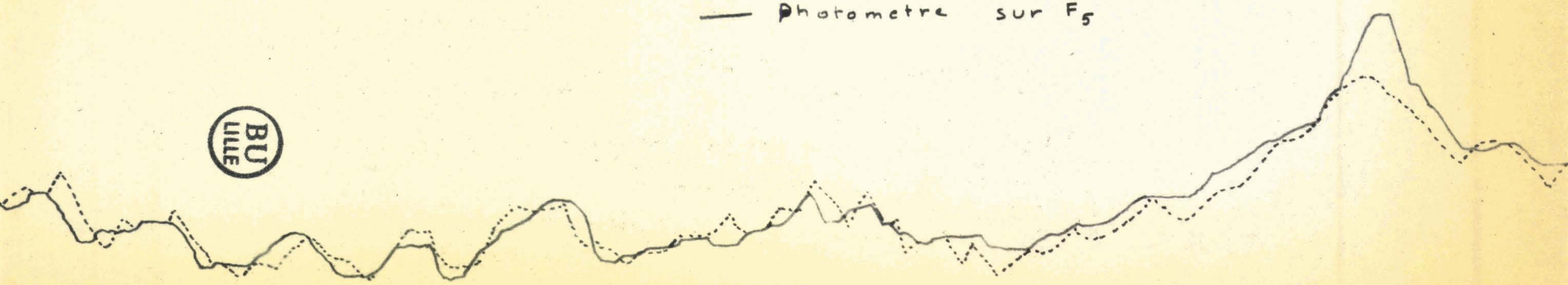
Rotation des miroirs

Chaque moteur commandé manuellement entraine les miroirs dans un seul sens de rotation (1 tour/10 mn).



Reponse des deux appareils
visant le zenith
le 13.7.62
---- Spectrophotometre sur λ_0
—— Photometre sur F_5

fig. 27



BU LILLE

L'ensemble de l'appareil est disposé dans un petit caisson chauffé et relié au laboratoire par un cable à 18 conducteurs, où un tableau permet la commande de tous les moteurs.

II - Utilisation.

1) Après avoir vérifié la similitude des réponses des deux enregistreurs fonctionnant en parallèle sur le même phénomène, nous avons comparé les résultats obtenus par les deux systèmes optiques en visant le zénith sur λ fixe. Sur le 2ème appareil nous plaçons le filtre interférentiel de l'ordre 3 400 Å. Nous réglons les adaptateurs de manière à avoir au voltmètre une déviation équivalente pour un même signal. Après dépouillement nous constatons que les courbes sont superposables. Les vibrations de luminance pour $\lambda \simeq 3\,400$ sont donc sensiblement les mêmes que pour la bande de longueur d'onde limitée par le filtre interférentiel (fig 27).

2) Comme nous l'avons dit précédemment durant le passage d'un spectre, la luminance globale du ciel zénithal varie avec le déplacement du soleil et le passage des nuages et ceci fausse les résultats au dépouillement. Le deuxième appareil permet de suivre cette variation et de corriger certaines irrégularités.

L'utilisation simultanée des deux appareils visant au zénith sera donc très intéressante pour les ciels couverts partiellement de nuages bas qui donnent des spectres irréguliers, mais sont les plus intéressants pour notre étude.

3) Le système de miroirs tournants permet d'étudier la répartition de luminance du ciel. Pour avoir un champ important l'appareil a été disposé sur la terrasse de l'Institut de Physique de Lille.

BIBLIOGRAPHIE

[I] LENOBLE J. - R.O., t 38, n° 6, 1959

[2] STAIR R. - J R N B S, V. 46, n° 5, May 1951

[3] CHANDRASEKHAR - Radiative Transfer

[4] LENOBLE J. - R.O., t 37, n° 3, 1958

-:-:-:-:-:-