



Utilisation du spectromètre à grilles pour l'étude de l'atmosphère terrestre

P. Vermande

► To cite this version:

P. Vermande. Utilisation du spectromètre à grilles pour l'étude de l'atmosphère terrestre. Journal de Physique, 1968, 29 (11-12), pp.1041-1052. 10.1051/jphys:019680029011-120104100 . jpa-00206743

HAL Id: jpa-00206743

<https://hal.science/jpa-00206743>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UTILISATION DU SPECTROMÈTRE A GRILLES POUR L'ÉTUDE DE L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE

Par P. VERMANDE,

Laboratoire de M. Vigroux, Institut d'Astrophysique, 98 bis, boulevard Arago, Paris (XIV^e).

(Reçu le 25 mars 1968.)

Résumé. — Le dispositif expérimental ainsi que les résultats des premières observations sont décrits ici :

1) En absorption : le soleil étant pris comme source, l'élément spectral isolé est de $0,06\text{ cm}^{-1}$ dans la région de $1\,075\text{ cm}^{-1}$ ($9,3\text{ }\mu$) et la vitesse de défilement est de l'ordre de 40 Å par mn (8 éléments spectraux à la minute).

On détermine la position des raies par interpolation entre deux raies d'émission connues d'une lampe spectrale ; le spectre à mesurer et le spectre étalon sont enregistrés simultanément.

2) En émission : on enregistre le spectre résultant de l'échange radiatif entre le détecteur et l'atmosphère. L'élément spectral isolé est $0,25\text{ cm}^{-1}$ à $1\,075\text{ cm}^{-1}$.

A l'aide d'un analyseur à 400 canaux, on obtient le spectre sous la forme d'une suite de points dont chacun représente l'intégrale du signal sur un intervalle de temps étroit. On améliore le rapport signal/bruit en additionnant point par point plusieurs spectres successivement obtenus.

Abstract. — The experimental arrangement and the results of the first observations are :

1) In absorption with the sun as a source, the spectral element is 0.06 cm^{-1} wide at $1\,075\text{ cm}^{-1}$ ($9.3\text{ }\mu$) and the spectrum is traversed at the rate of about 40 Å a minute (8 spectral elements a minute). The position of the lines is determined by interpolation between two known emission lines of a spectral lamp. The spectrum to be measured and the spectrum of the lamp are recorded simultaneously.

2) In emission : we record the spectra resulting from the radiative heat exchange between the detector and the atmosphere. The spectral element is 0.25 cm^{-1} wide at $1\,075\text{ cm}^{-1}$. By means of 400-channel analyser we obtain the spectra in the form of successive points, each one being the integral of the signal over a short time interval. The signal/noise ratio is improved by taking the sum of several records of the same spectral interval exactly superposed.

A. Dispositif expérimental. — 1. LE SPECTROMÈTRE. — C'est le spectromètre à grilles de Girard, spectromètre du type Littrow dans lequel chacune des fentes est remplacée par une grille [1], [2], [3] (*fig. 1*).

La distance focale du collimateur est de 200 cm . Le réseau possède 150 traits/mm et son « blaze » est à $8\text{ }\mu$; ses dimensions utiles sont $200 \times 110\text{ mm}$.

Le détecteur est un détecteur pneumatique Onera.

Les grilles d'origine montées sur cet appareil ont été remplacées par des grilles que nous avons conçues [4].

2. LES GRILLES. — Les grilles sont formées de zones concentriques alternativement transparentes et réfléchissantes (*fig. 2*). Elles sont en chlorure de sodium

et les parties réfléchissantes sont obtenues par un dépôt d'aluminium sous vide.

La grille de sortie est une photographie, à travers le spectromètre, de la grille d'entrée. Pour faire cette photographie, on se sert de la raie verte $5\,461\text{ Å}$ du mercure, et on choisit l'ordre correspondant à la position moyenne d'utilisation du réseau. Les grilles de sortie utilisées ici sont des photographies dans le 18^e ordre, ce qui signifie que la longueur d'onde dans le 1^{er} ordre pour laquelle elles conviennent le mieux est $0,5461\text{ }\mu \times 18 = 9,8\text{ }\mu$. Dans ce qui suit, nous avons mesuré la résolution dans la région de $9,3\text{ }\mu$ et le résultat de cette mesure montre qu'avec une grille à $9,8\text{ }\mu$ on peut travailler sans difficulté à $9,3\text{ }\mu$.

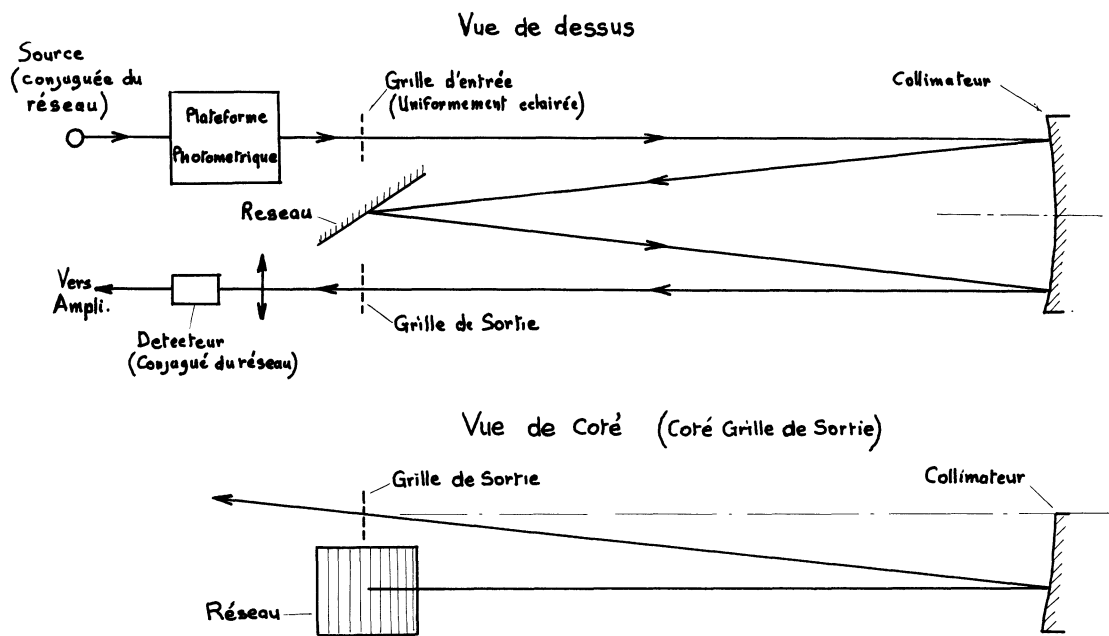


FIG. 1. — Le spectromètre.

La grille de sortie est fixe et disposée de sorte que le diamètre séparant les deux zones complémentaires soit confondu avec la direction d'étalement du spectre.

minimiser ce défaut si l'on utilise un faisceau réfléchi comme c'est le cas pour l'étalonnage en longueur d'onde (voir § 3).

On peut penser à fixer la grille d'entrée et faire tourner la grille de sortie (dans ces conditions la grille

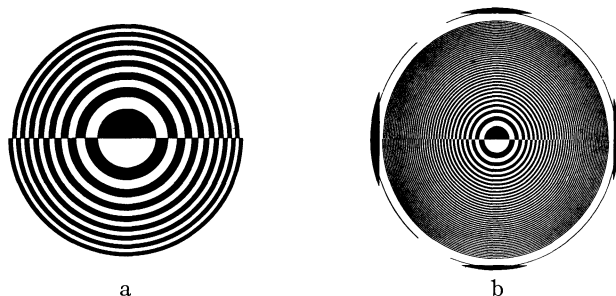


FIG. 2. — Photographie de grille (échelle 1) : a) est une grille d'entrée de 16 anneaux ; b) est une grille de sortie du 18^e ordre de 80 anneaux : en mesurant deux diamètres perpendiculaires, on peut se rendre compte de la déformation par rapport au cercle parfait.

Il est difficile d'obtenir des photographies uniformément éclairées et nettes pour des grilles à grand nombre d'anneaux dans les ordres élevés de la raie verte.

La grille d'entrée est animée d'un mouvement de rotation autour d'un axe passant par son centre et perpendiculaire à son plan. Ce mouvement est obtenu au moyen du montage (fig. 3). La grille est fixée dans une douille maintenue entre trois galets; une courroie entraîne la douille. La grille ne reste pas rigoureusement dans un même plan lorsqu'elle tourne (oscillations dues aux défauts mécaniques). Ceci n'est pas gênant pour le faisceau qui traverse la grille, mais par contre il faut

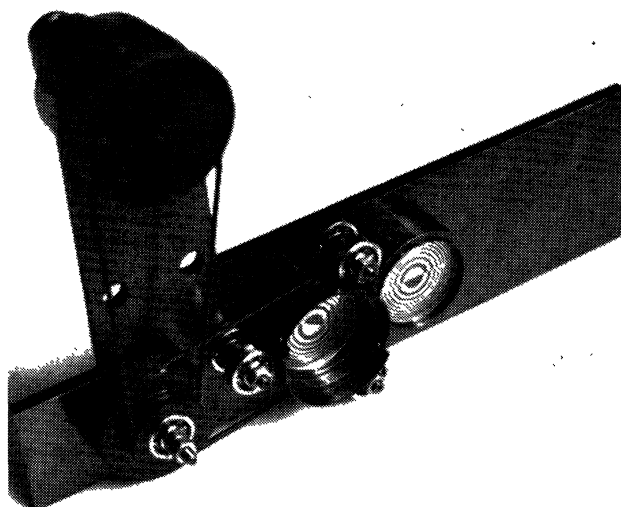


FIG. 3.

d'entrée devrait être une photographie de la grille de sortie; en effet, la photographie doit rester fixe car elle n'est pas rigoureusement circulaire à cause des aberrations). Le défaut d'oscillations de la grille de sortie se répercuterait alors sur le faisceau qui s'y

réfléchit — et que l'on utilise aussi pour l'étalonnage en longueur d'onde — et l'image du réseau ne resterait pas fixe sur le détecteur (qui est ici une cellule PbS). Dans notre montage cela ne se produit pas. Il est possible par contre qu'il y ait des oscillations du faisceau réfléchi par la grille d'entrée et éclairant le réseau, mais cela ne nous a pas gênés.

Le centrage de la grille dans sa douille doit être fait avec précision. A cet effet, nous avons placé trois vis à 120° sur la douille. Le réglage se fait au microscope et on arrive à réduire le défaut de centrage de la grille au-dessous du dixième de la couronne la plus étroite.

On éclaire la grille d'entrée avec une lampe à vapeur de mercure et on met le réseau de façon à faire coïncider le centre d'une image monochromatique (par exemple l'image verte $5461 \text{ \AA}$) de la grille d'entrée avec le centre de la grille de sortie; en regardant cette dernière, on observe les configurations données par la 1^{re} rangée des photographies de grilles

de la figure 4. En commençant à gauche de cette rangée, on a :

1^{re} photographie :

les grilles sont en coïncidence : $\varphi = 0$

2^e photographie :

la grille d'entrée a tourné de : $\varphi = \pi/4$

3^e photographie :

la grille d'entrée a tourné de : $\varphi = \pi/2$

4^e photographie :

la grille d'entrée a tourné de : $\varphi = \pi$.

L'énergie qui passe à travers la grille de sortie varie linéairement en fonction de φ depuis une valeur maximum (proportionnelle à la surface de la grille) jusqu'à zéro. Le signal délivré par le détecteur sur lequel tombe cette énergie est représenté dans la première et la dernière photographie de la première rangée. Le signal en crêneaux superposé à ce signal est la détec-

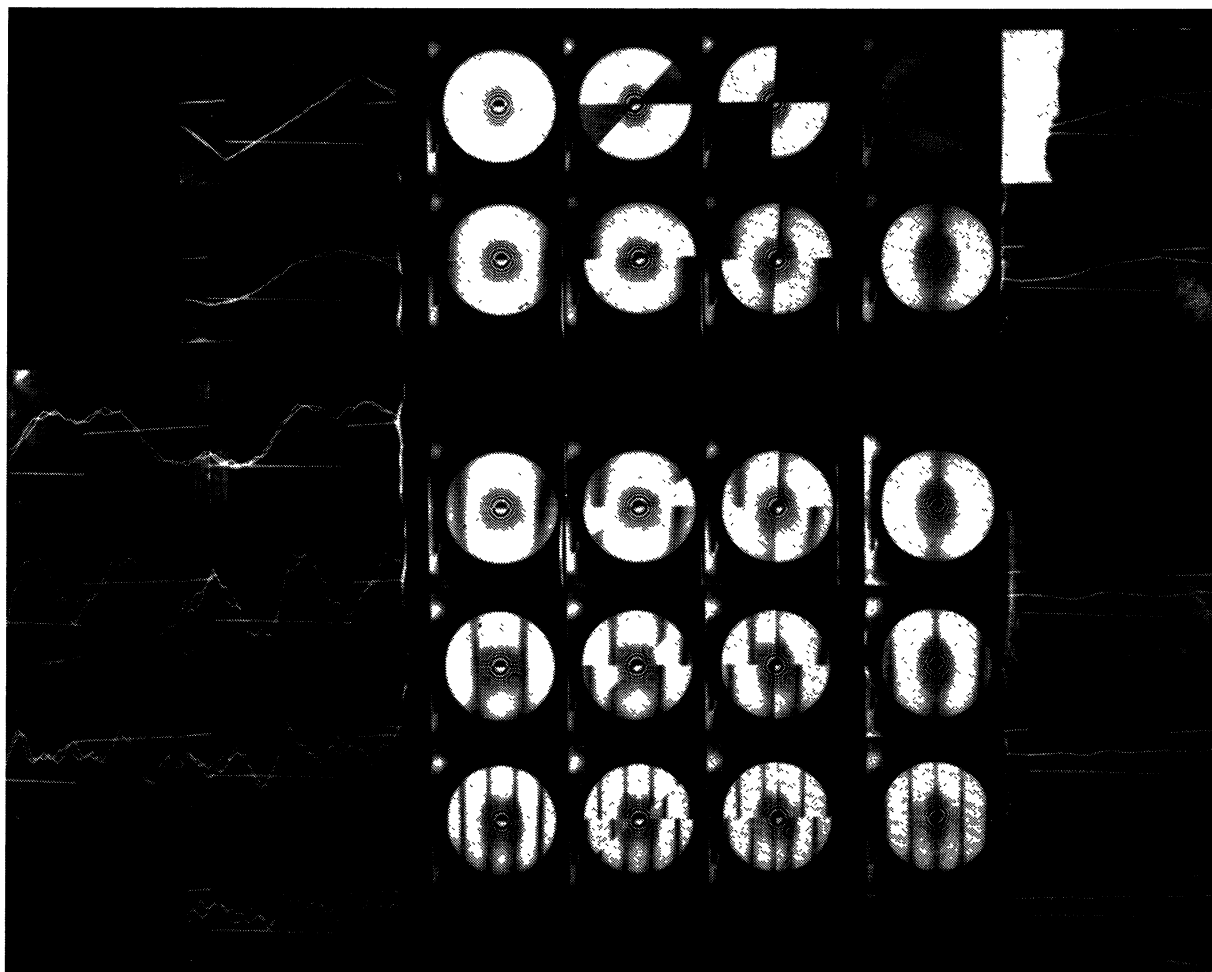


FIG. 4.

tion synchrone engendrée par une demi-bague (fig. 3) liée à la douille de la grille d'entrée. Sur un demi-tour, cette demi-bague influence une bobine et pour l'autre demi-tour elle ne l'influence pas.

Faisons légèrement tourner le réseau de façon à décaler le centre de l'image de la grille d'entrée par rapport au centre de la grille de sortie. Le réseau restant dans cette nouvelle position, faisons tourner la grille d'entrée : pour les valeurs de $\varphi = 0, \pi/4, \pi/2$ et π , on obtient les photographies de la 2^e rangée. Le signal est alors sinusoïdal.

On recommence l'opération pour des écarts de plus en plus grands entre les grilles. On obtient successivement les 3^e, 4^e et 5^e rangées de photographies. A chaque écart le signal change de fréquence (voir 1^{re} colonne) et diminue d'amplitude (voir dernière colonne, fig. 4).

L'enregistrement de ce signal en fonction de la rotation du réseau après filtrage et détection synchrone donne la courbe (fig. 5). Cette fonction d'appareil est équivalente à celle d'une fente de largeur e dite fente

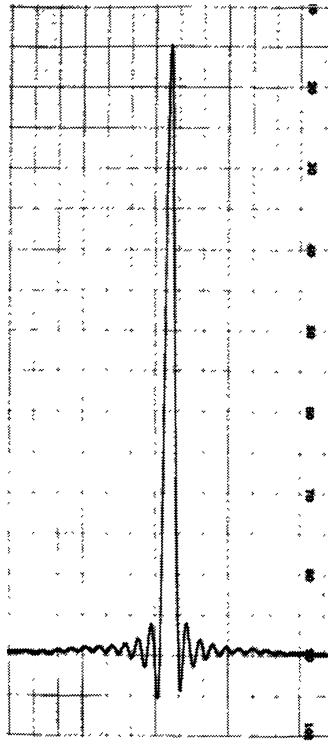


FIG. 5.

équivalente. L'expérience montre que $\delta < e < 2\delta$, δ étant la largeur de la dernière couronne.

Le rayon des circonférences limitant les couronnes varie comme la racine carrée des nombres entiers. Si ρ_1 est le rayon de la 1^{re} circonférence, nous avons :

$$\rho_n = \rho_1 \sqrt{n} \quad \text{et} \quad \rho_{n-1} = \rho_1 \sqrt{n-1}.$$

Donc :

$$\delta = \rho_n - \rho_{n-1} = \rho_1 (\sqrt{n} - \sqrt{n-1})$$

d'où l'on tire :

$$\frac{\delta}{\rho_n} = 1 - \frac{\sqrt{n-1}}{\sqrt{n}}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{1}{n} = \frac{2\delta}{\rho_n} - \left(\frac{\delta}{\rho_n}\right)^2$$

soit $2\delta = \frac{\rho_n}{n}$ en négligeant $\left(\frac{\delta}{\rho_n}\right)^2$. Finalement $\rho = \rho_n$ étant le rayon de la grille et n le nombre de couronnes, on a :

$$2\delta = \rho/n.$$

On vérifie par le calcul que $\delta < e < 2\delta$. Ce calcul est une application aux grilles tournantes de la méthode générale donnée par Girard [1], [2], [3]. Dans le cas des grilles hyperboliques, l'auteur donne $\frac{p}{2} < e < p$,

p étant le pas; c'est pourquoi dans le cas des grilles tournantes nous appellerons aussi 2δ le pas de la grille.

Soit $\mathcal{E}(x, y)$ la transmission de la grille de sortie, l'axe des x étant confondu avec le diamètre séparant les deux zones (c'est-à-dire avec la direction d'étalement du spectre). Pour simplifier l'écriture, nous distinguerons $\mathcal{E}^+(x, y)$, la transmission de la zone correspondant aux $y > 0$ (et pour laquelle le demi-cercle central est réfléchissant), de $\mathcal{E}^-(x, y)$, la transmission correspondant aux $y < 0$ (et pour laquelle le demi-cercle central est transparent) (fig. 6 a).

On superpose à la grille de sortie une image monochromatique (nous appellerons λ_0 la longueur d'onde) de la grille d'entrée. Cette image est liée aux axes $x' O' y'$ (O' centre de l'image de la grille, $O' x'$ diamètre séparant les deux zones, le demi-cercle central lumineux correspondant aux $y' < 0$), O' a pour coordonnées $x = \xi$ et $y = 0$ et nous appelons φ l'angle $Ox, O'x'$ (fig. 6 b).

Si E est l'énergie du rayonnement en λ_0 qui tombe sur la grille d'entrée, l'énergie en λ_0 qui passe au travers de la grille de sortie est kE , k étant fonction de ξ et de φ , soit $k(\xi, \varphi)$.

On se propose de calculer $g(\xi) = k(\xi, 0) - k(\xi, \pi)$ qui, dans le cas d'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone, représente à peu près la fonction d'appareil expérimentale.

En découpant la grille de sortie en bandes élémentaires dy_i , il vient :

$$k(\xi, 0) = \sum_i [(\mathcal{E}^+_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^+_{(x, y_i)}) + (\mathcal{E}^-_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^-_{(x, y_i)})] dy_i$$

$$k(\xi, \pi) = \sum_i [(\mathcal{E}^+_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^-_{(x, y_i)}) + (\mathcal{E}^-_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^+_{(x, y_i)})] dy_i$$

c'est-à-dire :

$$g(\xi) = \sum_i [(\mathcal{E}^+_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^+_{(x, y_i)}) + (\mathcal{E}^-_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^-_{(x, y_i)}) - 2(\mathcal{E}^+_{(x, y_i)} * \mathcal{E}^-_{(x, y_i)})] dy_i.$$

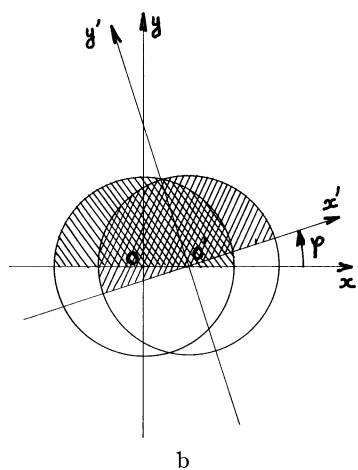
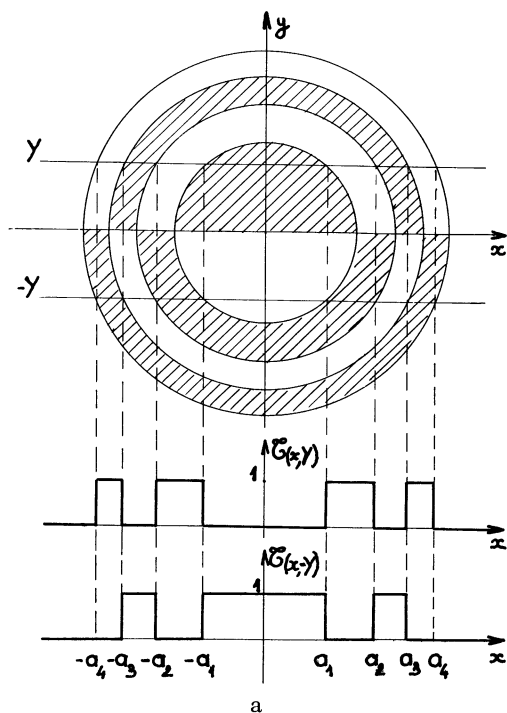


FIG. 6.

En posant :

$$\begin{aligned} g(\xi) &\xrightarrow{\text{T.F.}} G(u) \\ \mathcal{E}_{(x, y_i)}^+ &\rightarrow T_{(u, y_i)}^+ \\ \mathcal{E}_{(x, y_i)}^- &\rightarrow T_{(u, y_i)}^- \end{aligned}$$

on obtient :

$$G(u) = \sum_i [(T_{(u, y_i)}^+)^2 + (T_{(u, y_i)}^-)^2 - 2T_{(u, y_i)}^+ T_{(u, y_i)}^-] dy_i$$

soit :

$$G(u) = \sum_i [T_{(u, y_i)}^+ - T_{(u, y_i)}^-]^2 dy_i$$

soit :

$$G(u) = \int_0^{\rho} [T_{(u, y)}^+ - T_{(u, y)}^-]^2 dy.$$

On va calculer $G(u)$ dont la transformée de Fourier est $g(\xi)$, la fonction cherchée.

La transmission $\mathcal{E}_{(x, Y)}$ le long de $y = Y = \text{Cte}$ est une suite de créneaux (fig. 6 a).

On peut dire que $\mathcal{E}_{(x, Y)}$ est égal :

$$\begin{aligned} \text{au créneau de base} & - a_4, + a_4 \\ \text{moins le créneau de base} & - a_3, + a_3 \\ \text{plus} & - a_2, + a_2 \\ \text{moins} & - a_1, + a_1 \end{aligned}$$

ce que nous écrivons :

$$\mathcal{E}_{(x, Y)} = C_4 - C_3 + C_2 - C_1$$

et de même :

$$\mathcal{E}_{(x, -Y)} = C_3 - C_2 + C_1.$$

Si l'on appelle γ_j la T.F. de C_j , on aura :

$$\gamma_j = \frac{\sin 2\pi u a_j}{\pi u}$$

avec $a_j^2 + y^2 = \rho_j^2$, ρ_j étant le rayon de la $j^{\text{ème}}$ circonférence limitant les couronnes.

Et l'on aura (pour n pair) :

$$\begin{aligned} T_{(u, y)}^+ &= \gamma_n - \gamma_{n-1} + \gamma_{n-2} + \dots + \gamma_2 - \gamma_1 \\ T_{(u, y)}^- &= \gamma_{n-1} - \gamma_{n-2} + \dots + \gamma_2 + \gamma_1 \\ T_{(u, y)}^+ - T_{(u, y)}^- &= 2 \left[\frac{1}{2} \gamma_n - \gamma_{n-1} + \gamma_{n-2} + \dots + \gamma_2 - \gamma_1 \right]. \end{aligned}$$

Dans le cas particulier où les rayons varient comme la racine carrée des nombres entiers successifs, nous avons $\rho_j^2 = \frac{j}{n} \rho_n^2$ et si n est le nombre total de circonférence que contient la grille, nous avons $\rho_n = \rho = \text{rayon de la grille}$.

Donc :

$$a_j = \sqrt{j \frac{\rho^2}{n} - y^2}.$$

On obtient finalement :

$$\begin{aligned} G(u) &= \int_0^{\rho} \left(\frac{2}{\pi u} \right)^2 \left[\frac{1}{2} \sin 2\pi u \sqrt{\rho^2 - y^2} - \sin 2\pi u \sqrt{(n-1) \frac{\rho^2}{n} - y^2} + \sin 2\pi u \sqrt{(n-2) \frac{\rho^2}{n} - y^2} \right. \\ &\quad \left. + \dots + \sin 2\pi u \sqrt{2 \frac{\rho^2}{n} - y^2} - \sin 2\pi u \sqrt{\frac{\rho^2}{n} - y^2} \right]^2 dy. \end{aligned}$$

Le calcul numérique de cette expression a été fait pour différentes valeurs de n . La figure 7 donne $G(u)$ pour $n = 10, 20, 30, 40$ et 80 . Chacune de ces courbes

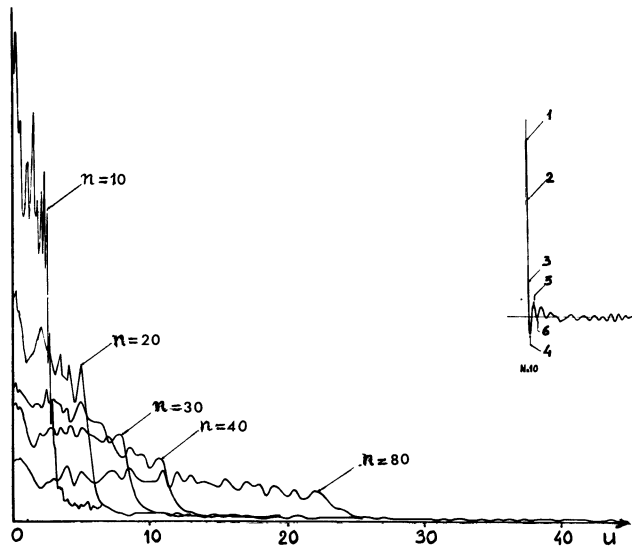


FIG. 7. — Les points repérés (1), (2), (3), (4) et (5) sur la fonction d'appareil correspondent aux 1^{re}, 2^e, 3^e, 4^e et 5^e rangées des photographies de la figure 4.

a l'allure générale d'un créneau (l'unité de longueur est ρ_1 dans le cas $n = 10$, ce qui entraîne $\rho = \sqrt{10}$ et nous avons gardé cette valeur de ρ pour toutes les autres valeurs de n). La T.F. de $G(u)$ est la fonction d'appareil. Nous l'avons calculée pour $n = 10$ (fig. 7).

Rappelons que dans le cas des fentes la transmission $\mathcal{E}_{(x)}$ est un créneau, la fonction d'appareil $g_{(x)} = \mathcal{E}_{(x)} * \mathcal{E}_{(x)}$ a pour T.F. : $G(u) = [T(u)]^2$, $T(u)$ étant la T.F. de $\mathcal{E}_{(x)}$, c'est-à-dire :

$$T(u) = \sin \pi u e / \pi u$$

si e est la largeur de la fente; la plus petite valeur de u qui annule $G(u)$ est $u = 1/e$.

Dans le cas des grilles — et d'après la figure 7 — la valeur de u pour laquelle $G(u)$ devient négligeable est comprise entre :

$$u_1 = n/\rho \quad \text{et} \quad u_2 = 2n/\rho$$

ce qui donne comme fente équivalente :

$$\frac{n}{\rho} < \frac{1}{e} < \frac{2n}{\rho}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\rho}{2n} < e < \frac{\rho}{n}$$

donc :

$$\delta < e < 2\delta.$$

3. L'ÉTALONNAGE EN LONGUEUR D'ONDE. — On utilise des raies d'émission bien connues comme repères

en longueur d'onde. Ce principe est particulièrement facile à mettre en œuvre avec le spectromètre à grilles, à condition que ces grilles travaillent en permanence en transmission ou en réflexion, pour chacun des deux faisceaux utilisés : celui qui sert d'étalon et celui qu'on veut mesurer.

Le faisceau issu d'une source choisie pour ses raies d'émission est envoyé sur la face réfléchissante de la grille d'entrée (fig. 8). Après réflexion il se trouve

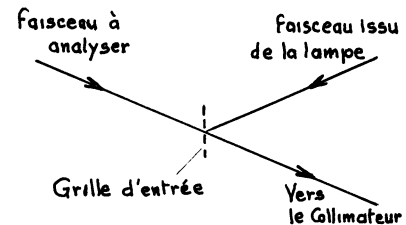


FIG. 8.

mélangé au faisceau à analyser qui traverse la grille d'entrée.

Au niveau de la grille de sortie (fig. 9) on dispose d'un faisceau transmis et d'un faisceau réfléchi. Ces

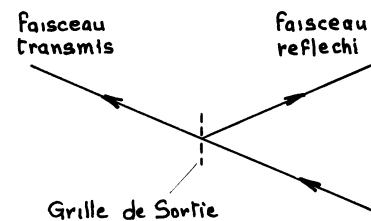


FIG. 9.

deux faisceaux portent la même somme d'informations (déphasée de π); on sélectionne sur chacun d'eux une information différente.

Pour chaque cas particulier, il faut choisir les filtres en sorte que :

— Le faisceau issu de la source n'apporte pas d'énergie dans l'ordre sélectionné sur l'autre faisceau et *vice versa*.

— Le nombre de raies étalons soit suffisant pour réduire les erreurs dues à l'interpolation tout en limitant le nombre d'ordres superposés pour que l'identification des raies soit possible.

Dans notre montage (fig. 10), on sélectionne le 1^{er} ordre sur le faisceau (3) qui tombe sur le détecteur pneumatique et le 7^e ordre sur le faisceau (4) qui tombe sur la cellule au sulfure de plomb.

— Sur le faisceau (1) à analyser, on place un filtre passe-haut, la coupure étant à une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde de coupure de la cellule PbS. On est sûr que (1) ne donnera pas le signal sur la PbS.

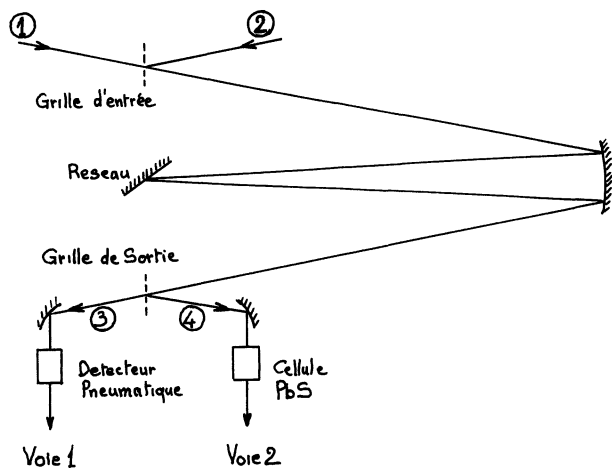


FIG. 10.

— Sur le faisceau (3), un filtre passe-haut sélectionne le 1^{er} ordre.

— Sur le faisceau (2), on place un filtre à bande passante, cette bande passante sera suffisamment étroite pour réduire le nombre d'ordre qui tombe sur la PbS et extérieure à la zone de transparence du passe-haut de (3).

— Sur (4) pas de filtre.

Dans ce qui suit, nous n'avons pas fait de mesure absolue d'énergie. On peut très bien en faire, à condition de ne pas oublier que le filtre à bande passante sur le faisceau (2) émet de l'énergie dans la région spectrale où il absorbe, c'est-à-dire justement dans la région qui nous intéresse sur le faisceau (3). Dans ces conditions, sur le faisceau (3), on mesure l'énergie venant de (1) moins l'énergie émise par le filtre de (2). Il s'agit bien de la différence car les signaux sont déphasés de π . Cette remarque peut avoir comme conséquence l'utilisation du faisceau (2) comme référence en énergie (corps noir) et non plus comme référence en longueur d'onde (source de raies).

Signalons enfin que dans le cas de l'émission de l'atmosphère l'énergie du faisceau (1) est suffisamment faible pour qu'on puisse négliger son effet sur la cellule PbS, ce qui permet de supprimer le filtre de (1).

4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DANS LE CAS DE L'ABSORPTION (fig. 11). — On forme une image fixe du soleil sur le hublot d'entrée du spectromètre qui est un conjugué du réseau. Toute l'énergie (diamètre des miroirs M_1 et M_2 du célostat = 250 mm, diamètre de l'image du soleil = 30 mm) ne peut évidemment pas être introduite dans le spectromètre. Il faut éliminer le rayonnement du spectre visible et laisser passer celui qu'on veut analyser en infrarouge. Le filtre utilisé à cette fin doit avoir un pouvoir de réflexion élevé pour les longueurs d'ondes arrêtées, sinon il s'échaufferait. Une simple plaquette de germanium poli convient très bien. Sa température se stabilise aux environs de 70 °C.

Sur un enregistreur double plume sont envoyés le signal venant du détecteur pneumatique d'une part et le signal venant de la cellule PbS d'autre part.

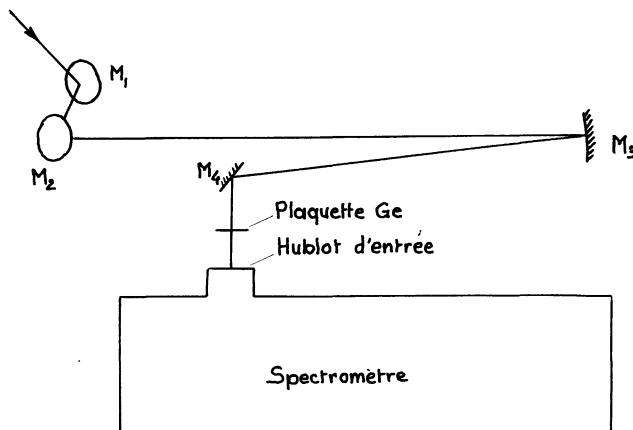


FIG. 11.

5. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DANS LE CAS DE L'ÉMISSION (fig. 12). — Les miroirs M_3 et M_2 forment une image du hublot sur le miroir plan M_1 placé à

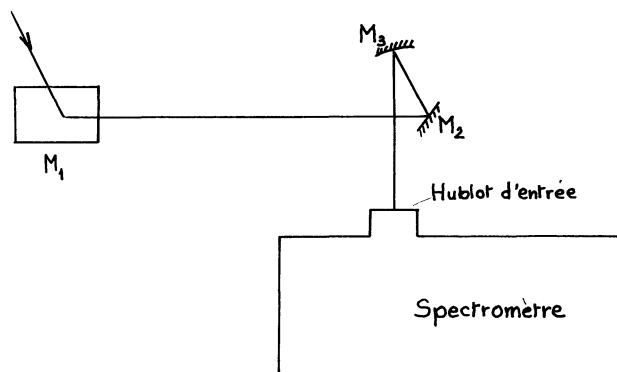


FIG. 12.

l'extérieur du laboratoire. M_2 est un miroir plan, M_3 est un miroir sphérique situé dans le plan conjugué de la grille d'entrée; sa distance focale est déterminée par la distance M_1M_3 .

Signalons que la position de M_3 n'est pas critique et l'on peut faire coïncider son plan focal avec le hublot, ce qui rejette l'image de ce dernier à l'infini dans l'atmosphère. Nous n'avons pas enregistré de différence dans les résultats.

Le signal que l'on obtient est très faible par rapport au bruit de fond. L'emploi d'une forte constante de temps d'intégration améliore certainement les choses, mais nous avons eu recours au procédé qui consiste à additionner plusieurs spectres dont la différence n'est due qu'au bruit de fond. Le signal croît comme le

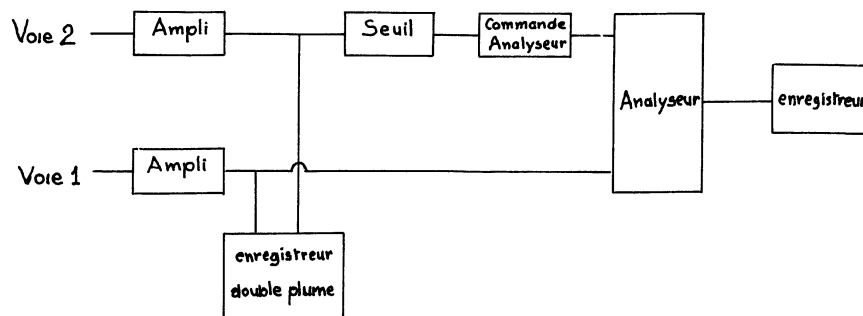


FIG. 13.

nombre n de spectres, tandis que le bruit de fond croît comme $\sqrt{n}$; on améliore donc le rapport signal/bruit proportionnellement à $\sqrt{n}$.

Nous utilisons pour cela un analyseur à multi-canaux. Entre le temps t et $t + \Delta t$, on mesure k fois le signal à intervalles de temps égaux à $\frac{\Delta t}{k}$. La somme de ces k mesures est mise en mémoire sur le canal j . Entre le temps $t + \Delta t$ et $t + 2\Delta t$, la somme de k nouvelles mesures est mise sur le canal $j + 1$. Et ainsi de suite jusqu'à épuisement des « q » canaux. Le spectre se présente sous la forme d'une succession de q points dont l'ordonnée de chacun d'eux représente, à peu de chose près si k est suffisamment grand, l'intégrale du spectre qui a défilé pendant Δt . Il faut évidemment adapter Δt et la vitesse de défilement du réseau. Lorsqu'on a ainsi obtenu un premier spectre, on peut recommencer l'opération et les mesures de ce 2^e passage viennent s'ajouter, canal par canal, c'est-à-dire point par point à celles du 1^{er}. On peut ainsi effectuer un très grand nombre de passages, c'est-à-dire de superpositions.

On conçoit qu'il est extrêmement important de ne pas décaler en longueur d'onde les spectres les uns par rapport aux autres. Si, pour le 1^{er} passage, la longueur d'onde λ_i correspondait au $i^{\text{ème}}$ canal, il faudra qu'il en soit ainsi pour tous les autres passages. On y arrive très bien en commandant, par une des raies étalon en longueur d'onde, l'enregistrement sur l'analyseur (fig. 13). Quand le signal donné par la cellule PbS arrive à un certain seuil, l'analyseur commence son enregistrement. La longueur d'onde correspondant à ce seuil se trouve à tous les passages sur le 1^{er} canal.

La méthode présente deux défauts que l'on doit s'efforcer de minimiser :

— La vitesse de rotation du réseau n'étant pas rigoureusement la même d'un passage à l'autre, il peut s'introduire de légers décalages en longueur d'onde en fin de spectre. Ce défaut ne nous a pas gênés pour les longueurs de spectre utilisées surtout en prenant la précaution de lancer le réseau suffi-

samment longtemps avant l'enclenchement de l'analyseur.

— La hauteur de la raie déclenchant le seuil ne doit pas varier d'un passage à l'autre, sinon le seuil qui reste fixe ne correspond plus rigoureusement à la même longueur d'onde. On réduit cette erreur en plaçant le seuil dans la région où la pente de la raie est la plus forte (mi-hauteur environ).

B. Analyse des résultats. — 1. RÉSOLUTION.

— Le réseau possède $n = 150$ traits/mm, soit $N = 30\,000$ traits au total. L'élément spectral le plus fin que l'on puisse isoler est $d\lambda = \lambda/Nk$, k étant l'ordre. La fente équivalente limite est $dx = \frac{k n f}{\cos i} d\lambda$.

Pour $\lambda = 9,8 \mu$, $k = 1$, focale du collimateur $f = 2\,000$ mm, $\cos i$ donné par $2 \sin i = k n \lambda$, on obtient : $dx = 0,14$ mm.

Les spectres d'absorption sont réalisés avec les grilles de 80 anneaux et le rayon ρ de la circonférence extérieure limitant le dernier anneau est 15 mm. En prenant $e = 1,5 \delta$ avec $2\delta = \rho/n$, on obtient $e = 0,14$ mm pour la fente équivalente. C'est exactement la largeur de la fente équivalente limite. On ne peut donc guère envisager d'utiliser des grilles avec un plus grand nombre d'anneaux.

La mesure de la résolution sur l'enregistrement des 3 raies 13 272,635 Å, 13 313,209 Å et 13 367,111 Å de l'argon dans le 7^e ordre, donne 18 000, soit $0,06 \text{ cm}^{-1}$ à $1\,075 \text{ cm}^{-1}$.

Nous avons enregistré successivement le même matin (31 janvier 1968) 4 spectres correspondant à des masses d'air différentes :

- le premier à partir de 9 h 15 est enregistré en défilant vers les grandes longueurs d'ondes;
- le deuxième à partir de 9 h 45 est enregistré en défilant vers les courtes longueurs d'ondes;
- le troisième à partir de 10 h 20 est enregistré en défilant vers les grandes longueurs d'ondes;
- le quatrième à partir de 10 h 54 est enregistré en défilant vers les courtes longueurs d'ondes (ce dernier spectre est d'ailleurs arrêté avant la fin à cause d'une panne de courant).

TABLEAU I

Nos	λ_{air} (Å)	ν_{vide} (cm ⁻¹)	MIGEOTTE		IDENTIFI- CATION	CLOUGH- KNEIZYS	$\Delta\nu$ × 0,01 cm ⁻¹
			$\nu_{\text{vide}}^{\text{observé}}$ (cm ⁻¹)	ν_{labo}		O ₃ ν (cm ⁻¹)	
1	92 913,100	1 075,981	1 076,04	1 075,97	CO ₂ — O ₃		
2	947,022	588				1 075,57	— 1,8
3	976,954	242	1 075,37		H ₂ O	28	+ 3,8
4	93 001,566	1 074,958	75,04	1 074,98	O ₃	1 074,97	+ 1,2
5	029,167	639	1 074,72	74,60	CO ₂		
6	048,788	412	74,52	74,46	H ₂ O		
7	069,081	178				18	+ 0,2
8	089,367	1 073,944	1 073,84	1 073,85	O ₃	1 073,95	+ 0,6
9	104,662	767				77	+ 0,3
10	118,298	610					?
11	147,901	269	73,33	73,25	CO ₂	28	+ 1,1
12	173,836	1 072,970				1 072,99	+ 2
13	189,138	794				82	+ 2,6

TABLEAU II

Nos	λ_{air} (Å)	ν_{vide} (cm ⁻¹)	MIGEOTTE		IDENTIFI- CATION	CLOUGH- KNEIZYS	$\Delta\nu$ × 0,01 cm ⁻¹
			$\nu_{\text{vide}}^{\text{observé}}$ (cm ⁻¹)	ν_{labo}		O ₃ ν (cm ⁻¹)	
14	93 207,646	1 072,581	1 072,60	[1 072,69 57	[H ₂ O O ₃		
15	212,266	528				1 072,49	— 3,8
16	232,076	230	72,22	72,33	O ₃	24	+ 1
17	245,278	148				15	+ 0,2
18	269,050	1 071,875	1 071,94	[1 071,96 1 071,87	[O ₃ CO ₂		
19	286,214	678				1 071,67	— 0,8
20	301,068	507	71,53	71,48	O ₃	49	— 1,7
21	319,226	298				32	+ 2,2
22	327,150	207					?
			71,16	71,13	O ₃		
23	338,077	082				10	+ 1,8
24	361,478	1 070,814	1 070,80	1 070,83		1 070,82	+ 0,6
				[65	[O ₃		
25	393,496	446	70,50	70,44	CO ₂	45	+ 0,4
26	419,578	148	70,18	70,16	O ₃	15	+ 0,2
27	440,046	1 069,913	1 069,89	1 069,94	O ₃	1 069,90	— 1,3
28	446,318	841					?
29	454,900	743				77	+ 2,7
30	473,058	535	69,57			56	+ 2,5
31	480,975	445					?
32	494,513	290	69,31	1 069,22	O ₃	28	— 1
33	510,025	113					
34	519,272	007	1 068,96	1 068,98	CO ₂		
35	537,094	1 068,803	68,75	68,85	O ₃		
36	557,233	573	68,58	68,55	O ₃		

Nous avons ensuite superposé ces 4 spectres. Pour tenir compte du décalage d'une plume (raies étalon) par rapport à l'autre (spectre de l'atmosphère), on doit décaler les raies de l'argon enregistrées dans un sens par rapport à ces mêmes raies enregistrées dans l'autre sens, d'une quantité égale à deux fois le décalage des plumes, soit 4 mm. La superposition ainsi réalisée donne la figure 14.

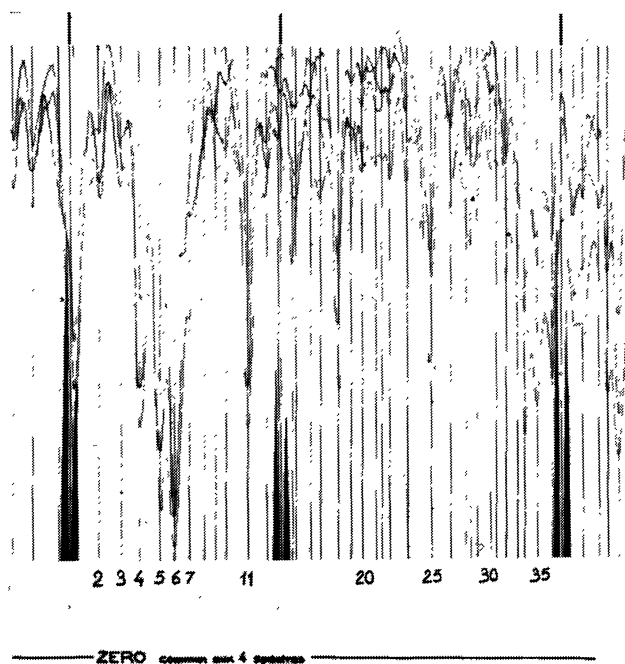


FIG. 14.

Toutes les raies que nous avons cru discerner en examinant ces 4 spectres ainsi que leur superposition sont repérées par des traits verticaux (fig. 14). Signalons qu'il est plus facile d'examiner les raies de la figure 14 en plaçant l'œil presque dans le plan de la figure et dans le prolongement des raies.

2. MESURE EN LONGUEUR D'ONDE. — Sur la figure 14, la position d'une raie de l'argon par rapport au spectre d'absorption est à égale distance des deux raies provenant de la même enregistrée dans deux sens différents. Cette position est repérée par un trait vertical plus gros, dépassant vers le haut de la figure. A partir de ces repères, on détermine par interpolation la position en longueur d'onde des raies d'abord dans le 7^e ordre puis en multipliant par 7 dans le 1^{er} ordre (tableaux I et II).

Le tableau I correspond aux raies comprises entre la 1^{re} et la 2^e raie étalon.

Le tableau II correspond aux raies comprises entre la 2^e et la 3^e raie étalon :

- 1^{re} colonne : numéro des raies,
- 2^e colonne : position des raies.

Nous avons appelé cette 2^e colonne λ_{air} . En toute rigueur, ce n'est pas λ_{air} puisque l'expérience ne s'est pas faite dans l'air standard et que nous utilisons les longueurs d'ondes des raies étalon données pour l'air standard. Mais la correction que l'on doit apporter en se référant à la formule d'Edlen [6] est si faible (0,015 Å) qu'elle n'a pas grande signification devant l'erreur que l'on peut commettre en mesurant les distances. Cette dernière erreur peut atteindre $\pm 0,2$ mm, ce qui représente $\pm 0,66$ Å, soit en fréquence :

$$\nu = \nu \frac{d\lambda}{\lambda} = 1\,072 \frac{0,66}{93\,284} = \pm 0,008 \text{ cm}^{-1}.$$

Il y aurait intérêt pour diminuer cette erreur à enregistrer le spectre avec un étalement plus grand mais le repérage des raies deviendrait plus difficile.

La 3^e colonne donne la fréquence dans le vide. On applique [5] :

$$\nu_{\text{vide}} = 1/n\lambda_{\text{air}} \text{ avec } 1/n = 0,99972746.$$

Les 4^e, 5^e et 6^e colonnes ont été relevées dans les données de M. Migeotte, L. Neven et J. Swensson [7].

La 7^e colonne contient les positions des raies que nous avons mesurées sur la figure 15 (spectre de l'ozone observé) ; cette figure est prise sur une publi-

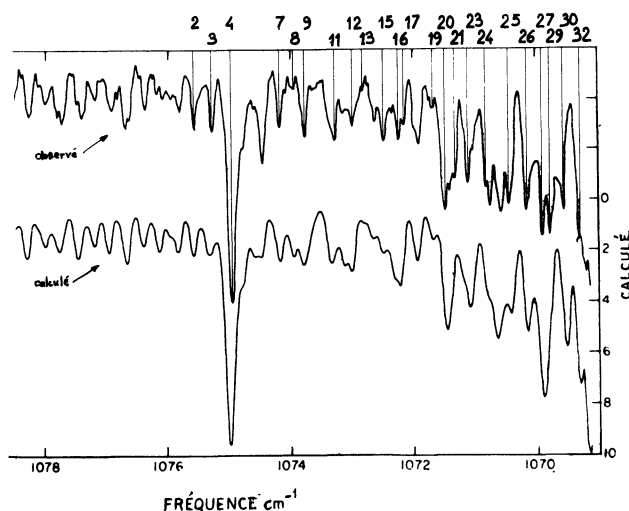


FIG. 15. — Sur la figure originale donnée par Clough et Kneizys les raies ne sont pas repérées. La position des traits verticaux que nous avons ajoutés est uniquement dictée par la configuration du spectre. Nous avons ensuite comparé la position de ces traits avec la position des raies du spectre d'absorption de l'atmosphère. Les numéros portés en face des repères sont les numéros des raies correspondantes figure 14.

cation de Clough et Kneizys [8]. Avec ces valeurs, nous avons tenté d'identifier les raies que nous avions repérées sur la figure 14 et qui n'apparaissaient pas sur l'Atlas de M. Migeotte *et al.* [7].

La 8^e colonne donne la différence (en 0,01 cm⁻¹) de position des raies mesurées dans notre spectre et

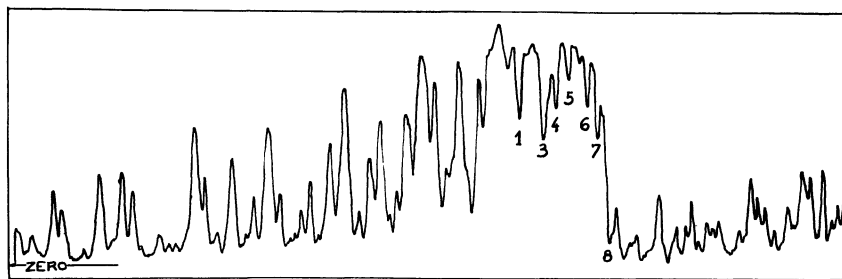


FIG. 16. — Spectre d'absorption de l'atmosphère à 9,6 μ (centre bande O_3).

dans celui de la figure 15. Cette différence est suffisamment faible pour conclure que dans le spectre d'absorption de l'atmosphère ces raies sont dues à l'ozone (pour les raies 11 et 25 la plus forte contribution est due à CO_2). Nous ne pourrions toutefois porter un jugement définitif que lorsque nous aurons fait en laboratoire le spectre des constituants de l'atmosphère, en particulier de l'ozone dans les mêmes conditions de résolution et d'étalonnage en longueur d'onde.

Les raies du spectre d'absorption de l'atmosphère que nous n'avons pas pu identifier sont marquées par un point d'interrogation dans la 8^e colonne.

3. LUMINOSITÉ. — On sait [1], [2], [3], que l'utilisation des grilles à la place des fentes permet un gain en luminosité égal au demi-rapport de la surface de la grille à la surface de la fente équivalente, soit :

$$G = \frac{1}{2} \frac{S}{s} = \frac{\pi \rho^2}{2he}.$$

Pour une fente de hauteur $h = 2\rho$, on a $G = \pi\rho/4e$, mais $e = 1,5 \delta = 1,5 \rho/2n$, ce qui donne finalement $G = \pi n/3 \neq n$, n étant le nombre d'anneaux.

Nous donnons à titre d'exemple pour illustrer ce gain le spectre d'absorption de l'atmosphère à 9,6 μ , c'est-à-dire au centre de la bande de O_3 (fig. 16) (les raies sont repérées par comparaison avec le spectre de Migeotte *et al.* [7]). Ce spectre ne doit pas retenir l'attention pour sa résolution, car nous avons de bonnes raisons de penser qu'on peut l'améliorer sans diminuer le rapport signal/bruit ni la vitesse de défilement qui est d'environ 20 $\text{\AA}/\text{mn}$.

En absorption, ce n'est pas l'énergie qui limite la résolution (nous avons vu que nous étions à 18 000 pour 30 000 et que le rapport signal/bruit était encore bon), mais en émission c'est bien le cas. Les grilles sont d'autant plus avantageuses que les moyens d'extraction du signal à partir d'une énergie donnée sont plus perfectionnés. Si on améliore d'un facteur k le rapport signal/bruit, on peut enregistrer un élément spectral $\sqrt{k}$ fois plus fin dans le cas des fentes et k fois plus fin dans le cas des grilles.

Les spectres d'émission donnés ici sont obtenus avec des grilles de 16 anneaux et la grille de sortie est photographiée dans le 18^e ordre de la raie verte Hg.

La résolution mesurée de la même façon que dans le cas des grilles à 80 anneaux donne 0,25 cm^{-1} à 1 075 cm^{-1} .

Sur aucun des spectres d'émission n'est précisé le zéro, car avec cette première série d'observations nous avons surtout voulu voir les limites de résolution que l'on peut atteindre tout en gardant un rapport signal/bruit acceptable. On peut tout de même préciser :

- 1) Le hublot d'entrée du spectromètre étant fermé (avec du plexiglas par exemple), on situe la plume de l'enregistreur sur le zéro du papier;
- 2) Lorsqu'on ouvre le hublot, la plume dévie vers la graduation 100;
- 3) En cours de défilement du réseau, les déviations de la plume vers la graduation 0 correspondent aux raies d'émission de l'atmosphère.

La figure 17 est l'enregistrement du spectre obtenu avec l'analyseur 400 canaux après 7 superpositions

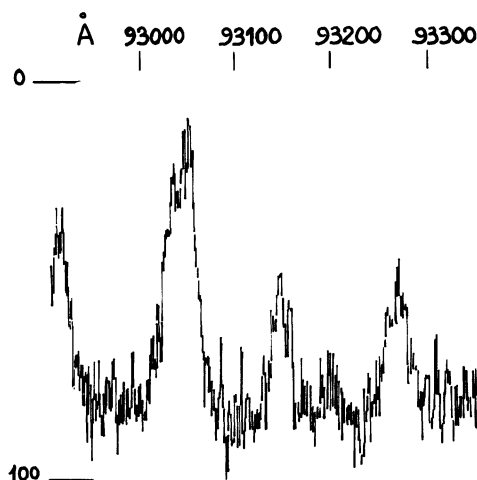


FIG. 17.

le 23 novembre 1967 (départ du 1^{er} passage à 0 h 30). Elle correspond à une lecture de l'analyseur faite avec une très faible constante de temps. La même lecture

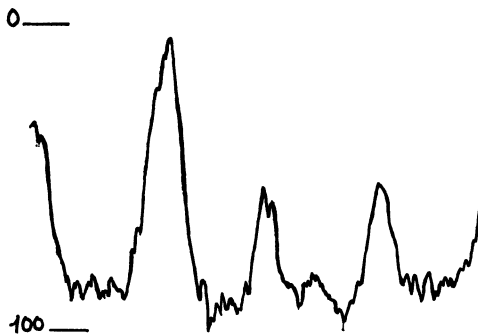


FIG. 18.

a été faite sur la figure 18 avec une constante de temps beaucoup plus grande (pour chaque spectre on peut faire autant de lectures que l'on veut; nous ne donnons dans ce qui suit que les lectures fortement amorties). La raie 13 272,635 Å prise dans le 7^e ordre sert à déclencher l'analyseur. Le défilement se fait vers les grandes longueurs d'ondes.

L'échelle des longueurs d'ondes est obtenue de la façon suivante : Nous avons vu qu'on enregistrait le spectre des raies étalon lors de son utilisation pour l'enclenchement de l'analyseur. Sur cet enregistrement, on repère le seuil qui correspond au 1^{er} canal et le point correspondant à l'arrêt de l'enregistrement, c'est-à-dire au dernier canal. On a alors la possibilité

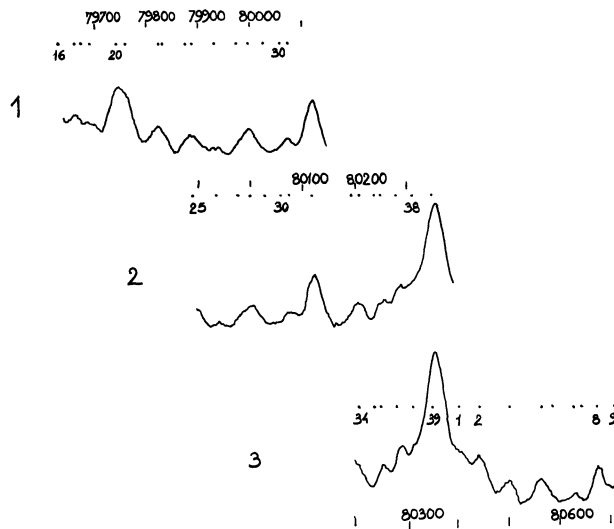


FIG. 19.

de préciser les positions des raies étalon dans le spectre donné par l'analyseur et par conséquent d'établir l'échelle des longueurs d'ondes. C'est aussi un moyen de contrôler les défauts signalés § A.5.

Les spectres (1), (2), (3) de la figure 19 sont respectivement obtenus :

- (1) le 22 janvier 1968 en utilisant la raie 13 272,635 Å dans le 6^e ordre : 7 passages,
- (2) le 21 janvier 1968 en utilisant la raie 13 313,209 Å dans le 6^e ordre : 7 passages,
- (3) nuit du 21 au 22 janvier en utilisant la raie 13 367,111 Å dans le 6^e ordre : 7 passages.

Dans tous les cas l'observation est faite au zénith.

La position en longueur d'onde des raies des spectres d'émission coïncide avec la position des raies des spectres d'absorption. Dans le cas de la figure 19, on reconnaît toutes les raies du spectre d'absorption de l'Atlas de M. Migeotte *et al.* [7].

Conclusion. — Le spectromètre à grilles équipé de grilles tournantes permet d'obtenir le spectre d'absorption de l'atmosphère avec une résolution de 20 000 à 10 μ avec une vitesse de défilement de 40 Å/mn. Dans l'intervalle spectral de 9,2900 μ à 9,3570 μ nous avons repéré 36 raies : 31 d'entre elles peuvent être identifiées par comparaison avec l'Atlas de M. Migeotte *et al.* [7] et le spectre d'absorption de l'ozone fait en laboratoire (Clough-Kneizys [8]). Parmi les 5 autres :

- la raie 33 est en dehors des limites du spectre de Clough-Kneizys,
- les raies 10, 22, 28 et 31 demandent à être confirmées.

Le spectre résultant de l'échange radiatif entre le détecteur et l'atmosphère est obtenu avec une résolution de 4 000 à 10 μ . Ce résultat doit, pour permettre une exploitation plus générale, être complété par des mesures absolues d'énergie.

Mme Hernandez, chef du Bureau de Calcul de l'Institut d'Astrophysique, a bien voulu se charger entièrement des calculs numériques. M. Mayot a donné des renseignements utiles.

Le Professeur Migeotte nous a apporté son concours dans l'évolution de cette première phase de notre programme.

Ce travail a été dirigé par M. Vigroux, directeur de recherche. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GIRARD (A.), *J. Physique Rad.*, 1963, **24**, 139-141.
- [2] GIRARD (A.), *Appl. Opt.*, 1963, **2**, 1, 79-81.
- [3] GIRARD (A.), Étude d'un spectromètre à modulation sélective, publication n° 117 (1967), Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales.
- [4] VERMANDE (P.), *C. R. Acad. Sc.*, mai 1967, **264**, 1347-1349, série B.
- [5] NARAHARI RAO (N.), HUMPHREYS (C. J.) et RANK (D. H.), *Wavelength Standards in the Infrared*, Academic Press, New York, London.
- [6] EDLEN (B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 339.
- [7] MIGEOTTE (M.), NEVEN (L.) et SWENSSON (J.), Le spectre solaire de 2,8 à 23,7 microns, Première partie : Atlas photométrique ; Deuxième partie : Mesures et identifications.
- [8] CLOUGH (S. A.) et KNEIZYS (F. X.), Ozone Absorption in the 9.0 Micron Region, Physical Sciences Research Papers, n° 170, November 1965, Air Force Cambridge Research Laboratories, L. G. Hanscom Field, Bedford, Massachusetts (U.S.A.).