N° d'ordre :

THÈSES

présentées à la

Faculté des Sciences d'Orsay
Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur - Ingénieur

par

Jean - Pierre MAILLARD

1 ère THESE : Spectroscopie par transformation de Fourier dans le proche infrarouge appliquée à l'astronomie.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1967 devant la Commission d'Examen

M. M. FRANÇON.....Président

MM. R. CHABBAL.....
C. FEHRENBACH.....} Examinateurs
P. CONNES.....

ORSAY 1967

INTRODUCTION

Le présent travail est une contribution à la mise au point de la méthode de spectroscopie utilisant la transformation de Fourier, dans le cadre de son application à l'astronomie. Quatre observations jalonnent ce propos : Mars à l'opposition du printemps 1965, Jupiter à l'opposition de décembre 1965, Vénus en mai-juin 1966, Saturne un peu avant l'opposition de septembre 1966 en même temps que quelques étoiles rouges (Bételgeuse, Aldébaran, Arcturus...). Ces expériences ont permis de cerner les principaux problèmes instrumentaux, de tester les moyens de les résoudre, de démontrer les possibilités offertes par cette technique. Dans un premier chapitre nous essaierons d'en montrer les avantages fondamentaux comparativement aux autres méthodes de spectroscopie pour voir quel intérêt l'astronomie peut y trouver. Au chapitre II nous analyserons, parmi d'autres causes de bruit, les conséquences particulières de la turbulence atmosphérique dans les spectres. Divers systèmes de correction qui ont été mis en oeuvre seront décrits aux chapitres III et IV. Après cette étude nous ferons au chapitre V une description de l'ensemble du montage. Enfin au chapitre VI nous présenterons les principaux résultats obtenus pour conclure sur les perspectives d'avenir.

I - RAPIDE HISTORIQUE DE LA METHODE* ET PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les descriptions et commentaires sur cette méthode ont été nombreux depuis une dizaine d'années pour qu'il ne soit plus besoin ici d'en rappeler les principes théoriques. Par contre il peut être souhaitable d'en revoir le développement antérieur afin de dégager plus nettement les progrès qu'il a fallu accomplir pour que la spectroscopie par transformation de Fourier (T.F.) ait droit de citer parmi les techniques les plus fines d'analyse des rayonnements électromagnétiques.

1) MICHELSON (1891) Invention de l'interféromètre qui porte son nom; utilisé à la mesure de largeurs de raie, à la détermination de structures hyperfines simples par la technique de visibilité des franges. (Phil. Mag. Ser., 5, 31, 398)

2) RUBENS & WOOD (1911) Premier interférogramme en infra-rouge lointain obtenu en enregistrant (déjà par une méthode "pas-à-pas") les anneaux à l'infini d'une lame d'air d'épaisseur variable constituée par deux étalons de quartz parallèles. (Phil. Mag. Ser., 6, 21,249)

3) JACQUINOT & DUFOUR (1948) Mise en évidence de l'intérêt des méthodes interférométriques en spectroscopie. (J. de Rech. du C.N.R.S. 6, 91)

4) FELLGETT (1951) Premier interférogramme obtenu par balayage d'un coin d'air par une source, calculé numériquement. Mise en relief des avantages de la "spectrométrie multiplex". (Thèse de l'Université de Cambridge 1951)

5) JACQUINOT (1954) En brossant les perspectives d'avenir de la spectroscopie instrumentale, montre comment un interféromètre de Michelson pourrait être utilisé à l'analyse de spectres complexes et les avantages qui peuvent en découler. (17ème Congrès du GAMS, p. 25, 1954)

---

*Note : Pour un tour d'horizon plus détaillé exposant en même temps les principes généraux de la méthode on peut se reporter à : "The History and Current Status of F.T.S." - Loewenstein, Appl. Opt. 5, 845, 1966.

6) GEBBIE, VANASSE & STRONG (1956) Spectre par réflexion de cristaux de bromure de Césium entre 60 et 120 cm^{-1} avec un interféromètre à réseau lamellaire, limite de résolution : 1 cm^{-1} (J.Opt.Soc.Amer., 46, 377) et (Nature, 178, 432).

7) GEBBIE (1957) Avec un nouvel instrument du même type que précédemment, spectre solaire au Jungfraujoch entre 300 μ et 1 mm; limite de résolution : 0,2 cm^{-1}. (Phys. Rev. 107, 1194).

8) COLLOQUE DE BELLEVUE sur les progrès récents en spectroscopie interférentielle (1957) Présentation des divers travaux sur la spectroscopie par T.F. qui occupe alors une place très modeste par rapport à la technique du spectromètre Fabry-Perot. En plus de Gebbie, Strong et Vanasse déjà cités, qui présentent un calculateur analogique original, des résultats y sont donnés par :
FELLGETT : Spectres d'étoiles entre 1 et 3 μ (R = 60) avec un interféromètre de Michelson modifié.
MERTZ : Interférogrammes d'étoiles, non transformés en spectres, avec un interféromètre à polarisation pour le visible. (Compte-rendu dans J.Phys. Radium, 19, 1958).

9) J. CONNES & GUSH (1959) Spectre du ciel nocturne à 6250 cm^{-1} (R = 1000) avec un interféromètre de Michelson classique. (J. Phys. Radium, 20, 915).

10) GEBBIE, STONE & WALSHAW (1960) Spectre de rotation pure de l'ozone dans la région 20 à 80 cm^{-1} (résolution : 0,8 cm^{-1}) avec un interféromètre classique. (Nature, 187, 765)

11) J. CONNES (1961) Publication de "Recherches sur la spectroscopie par Transformation de Fourier"; important travail qui montre tout ce que l'on peut attendre de la méthode. (Rev. d'Opt., 40, 45, 116, 171, 231).

12) GEBBIE, ROLAND & DELBOUILLE (1961) Spectres de vibration-rotation de gaz, en émission, entre 2 et 12 μ ; limite de résolution : 0,5 cm^{-1} (Nature, 191, 264).

13) GEBBIE, DELBOUILLE & ROLAND (1962) Spectre de Vénus et de la lune au télescope de 193 cm de Haute-Provence entre 1,2 et 3 μ avec un interféromètre "montage Fellgett"; limite de résolution : 40 cm^{-1} (Month. Notices Roy. Astron. Soc., 123, 497) Observation de Vénus, de Jupiter et de la

Lune avec le même équipement au télescope de 3 m du Lick Observatory. (Astr. J., 69, 5, juin 1964).

14) SINTON & BOYCE (1964) Spectre des quatre planètes brillantes et d'une quarantaine d'étoiles de type K et M entre 1,9 et 4 μ avec un interféromètre à biréfringence ; résolution dans le meilleur des cas : 20 cm^{-1} (Astr. J., 69, 558 A)

15) RICHARDS (1964) Fait le point des instruments utilisables dans l'I.R. lointain (10 à 150 cm^{-1}) et conclut à la supériorité de la méthode de spectroscopie par T.F. en particulier à l'aide de l'interféromètre à réseau lamellaire au-delà de 100 cm^{-1}. Il présente un spectre de la vapeur d'eau à 55 cm^{-1} avec pour limite de résolution : 0,2 cm^{-1}*. (J. Opt. Soc. Amer., 54, 1 474)

16) YOSHINAGA (1966) Description d'un interféromètre de Michelson conventionnel pour l'I.R. lointain. La différence de marche maximum est de 64 mm. Un calculateur analogique spécialisé donnant 1000 points du spectre, effectue le calcul parallèlement à l'enregistrement. (Ap. Opt., 5, 1159).

17) MERTZ (1966) Spectres dans le proche I.R. de plusieurs étoiles rouges et de planètes avec un interféromètre dit "à balayage rapide", accompagné d'un calculateur analogique. L'ensemble très compact est de construction particulièrement simple, les spectres sont obtenus rapidement mais la résolution demeure basse : 80 cm^{-1}. (Astr. J., 70, 548, 1966).

18) COLLOQUE C.N.R.S. sur les "Méthodes nouvelles de spectroscopie instrumentale" (25-29 avril 1966 - Compte rendu à paraître dans J. Phys. Radium).

La spectroscopie par T.F. y tient maintenant une place importante par la présentation de tous les travaux expérimentaux réalisés depuis quelques années. Les domaines d'application sont variés :

---

*Note : Un article de Kneubühl, Moser, Steffen (J. Opt. Soc. Amer., 56, 760, 1966) "High resolution Grating Spectrometer for far Infra-red" s'inscrit en faux à l'égard des conclusions de Richards en présentant le même spectre avec une résolution identique, sinon meilleure, à partir d'un spectromètre conventionnel de construction particulièrement soignée. En fait, les derniers résultats de Dowling, avec un interféromètre à réseau lamellaire, (Ap. Opt., 5, 7, 1149, 1966) donnent un léger avantage en résolution à la spectroscopie par T.F., ce qui voudrait dire que le gain espéré de la méthode n'est pas encore atteint dans ce domaine. La compétition reste donc ouverte.

- Spectres à moyenne et haute résolution dans le proche I.R. de sources astronomiques et de laboratoire.
- Spectres d'absorption en laboratoire dans l'I.R. lointain
- Mesures solaires à l'aide d'interféromètres embarqués en ballon.

Il faudrait y ajouter les recherches sur les méthodes de calcul des interférogrammes et la mise au point de calculateurs spécialisés.

Ce bilan qui ne se veut pas exhaustif appelle une constatation. Il faut distinguer deux classes d'instruments suivant le domaine auquel ils sont destinés :

- Infra-rouge proche de 1 à 15 μ approximativement
- Infra-rouge lointain de 15 μ à 1 mm.

II - INFRA-ROUGE LOINTAIN

C'est une région du spectre électromagnétique qui a été longtemps peu explorée à cause du manque de sources intenses et de récepteurs sensibles. Aussi, le gain apporté par la spectrométrie de Fourier a-t-il paru tout de suite vital dans ce domaine (7), (8), (10), (15), (16). De plus, la mise en oeuvre d'interféromètres ("type Michelson" ou à réseau lamellaire) demande alors des tolérances mécaniques aisément réalisables et le nombre relativement modeste des informations enregistrées facilite le calcul des spectres. Tant et si bien que l'on trouve désormais dans le commerce des interféromètres* directement utilisables dans cette région, assortis dans quelques cas de calculateurs analogiques spécialisés.

III - INFRA-ROUGE PROCHE

Ici, la situation est toute différente**. Les spectres présentés au Colloque de Bellevue de 1957 (8) sont certainement intéressants au point de vue historique mais ne peuvent guère rivaliser avec les spectres obtenus alors par les moyens con-

---

*Note : Les constructeurs sont : en G.B. : Grubb-Parsons : Walker Gate, Newcastle Upon Tynes 6
Research and Ind. Inst.Co. 17 Stannary Street, London S.E 11

**Note : Des instruments sont également commercialisés, mais ils n'ambitionnent que de basses résolutions. Les constructeurs sont :
aux U.S.A. : Block Engineering, 19 Blackstone Street Cambridge, Mass. 02139
Idealab, Union Street, Franklin, Mass. 02038

ventionnels. En 1961 avec la publication de la thèse de J. CONNES (11) on est en possession d'une théorie bien au point mais dont les espoirs qu'elle suscite sont loin d'être encore pleinement vérifiés. Ainsi, au Congrès de Liège de 1962 sur "La Physique des Planètes" KUIPER présente des spectres de Vénus entre 1 et 2,5 μ obtenus avec un spectromètre à réseau. Il déclare en conclusion : "It is shown that the advantages claimed for the interferometer for stellar sources are not real" (19).

Comme en illustration DELBOUILLE, ROLAND, GEBBIE dans "Actual Possibilities of astronomical Infra-red Spectroscopy by Interferometry and Fourier Transformation"(13- 2) avouent à propos du meilleur spectre de Vénus qu'ils ont obtenu : "... the noise in the spectra is still increasing rapidly with any attempt to improve further the resolution and, up to now, the spectra cannot compete with the excellent records recently published by KUIPER.."

Dans une publication plus complète (20) ce dernier essaie de donner une justification théorique à son parti pris contre les interféromètres mais celle-ci ne tient pas car en fait ce n'est pas la théorie de la spectroscopie par T.F. qu'il faut refaire mais améliorer profondément sa mise en oeuvre. Il souligne par ailleurs à juste titre les erreurs supplémentaires que peut apporter au spectre calculé à partir d'un interférogramme l'instabilité des sources astronomiques.

Dès lors la portée essentielle de ce travail* est d'avoir donné la démonstration que ces obstacles n'étaient pas irréductibles et donc que les gains promis pouvaient être réellement obtenus en astronomie par la méthode de spectroscopie par transformation de Fourier.

---

*Note : Un certain nombre de publications en marquent les étapes précédentes. Voir les références (21), (22), (23), (24), en fin d'ouvrage.

Chapitre I

JUSTIFICATION DE L'INTERET DE LA SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER EN ASTRONOMIE

La Spectroscopie par T.F. a l'inconvénient d'être par principe une méthode d'analyse indirecte. L'information obtenue au cours de l'enregistrement est inintelligible. On ne sait si le résultat convoité est acquis qu'après traitement de cette information par un ordinateur assez puissant (la possibilité d'y accéder peut constituer une difficulté non négligeable). Il faut donc de bonnes raisons pour préférer cette technique à toute autre. C'est ce que nous allons discuter dans ce chapitre en comparant le spectromètre de Fourier aux autres instruments, face aux conditions qu'imposent un certain nombre de problèmes de Spectroscopie astronomique.

I - COMPARAISON ENTRE LE MONOCHROMATEUR, LE SPECTROMETRE "MULTIPLEX", LE SPECTROMETRE MULTICANAL DU POINT DE VUE RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT.

On sait qu'un interféromètre à deux ondes, dont on fait varier de manière linéaire la différence de marche, réalise un "multiplexage" de l'information émise par la source[4]. En effet tous les éléments spectraux atteignent ensemble et par le même chemin un récepteur unique. Mais chacun d'eux est modulé sinusoïdalement à une fréquence proportionnelle à son nombre d'onde. Ils sont codés. C'est bien l'équivalent de ce qui est réalisé en télécommunication par la transmission simultanée de plusieurs informations sur la même ligne. L'interféromètre de Michelson* utilisé ainsi constitue ce que nous appellons un spectromètre "multiplex".

Au contraire, un monochromateur peut être caractérisé par le fait qu'une seule information à la fois est prise en considération. On peut ranger sous ce vocable des instruments de construction très différente : spectromètre à fentes

---

*Note : L'interféromètre à deux ondes n'est pas le seul dispositif ayant cette propriété. Elle peut être réalisée par un procédé non interférométrique mais mécanique. L'instrument de ce type le plus connu est le "Mock interferometer" (L. MERTZ - Transformations in Optics - Wiley and Sons).

ou à grilles, SISAM(25), Fabry-Perot... Mais, le spectromètre "multiplex" et le monochromateur ont en commun de n'utiliser qu'un récepteur. Ils se distinguent des systèmes à plusieurs récepteurs, appelés encore multicanaux, dont le plus couramment employé est le spectographe. Chaque grain de la plaque photographique peut être considéré comme un récepteur individuel. Il y a un récepteur par élément spectral.

Pour comparer des spectromètres vis-à-vis du rapport signal sur bruit (S/B) réalisable à partir d'une source donnée il faut prendre en considération:

- ce qui cause le bruit
- l'étendue qu'accepte le spectromètre, le détecteur étant ou non adapté à cette étendue.
- la nature du spectre éventuellement (quelques raies d'émission isolées ou des raies faibles sur un important fond continu)

Aussi, pour faire une comparaison plus au niveau des méthodes qu'entre des instruments particuliers nous supposons une même luminosité* aux trois catégories d'appareils. Pour la luminosité fixée la source donne un spectre plat de densité spectrale moyenne w (en Watt /cm^{-1}) compris entre les nombres d'onde σ_1 et σ_2, (Fig.1-a). Il est analysé en M éléments spectraux (c'est-à-dire que l'énergie d'un élément spectral est $W\frac{(\sigma_2-\sigma_1)}{M} = W d\sigma$ avec $d\sigma$= limite de résolution) pendant un temps T. Nous effectuons la comparaison suivant deux hypothèses :

1) le bruit propre au détecteur (d'origine thermique) limite le bruit dans l'enregistrement, c'est-à-dire qu'il est plus important que le bruit de photons. Dès lors, le bruit est indépendant du niveau du signal.
   Le détecteur est caractérisé par une puissance minimum détectable P (en Watt) avec laquelle il faut préciser la fréquence de modulation du signal, et la largeur de bande de l'amplificateur qui le suit.
2) le bruit de photons l'emporte sur le bruit propre du détecteur. Cette fois le bruit est proportionnel à la racine du nombre de photons incidents pendant la mesure. Le tableau I, ci-contre rassemble les éléments de la comparaison entre les trois classes d'instruments en donnant dans chaque cas l'expression du rapport S/B. On en tire entre

---

Note :* La luminosité est définie par $L = U.\tau$ (en $m^2.sr$)
U : étendue géométrique du faisceau
τ : transmission de l'instrument.

TABLEAU I

PAR ELEMENT SPECTRAL	MONOCHROMATEUR	MULTIPLEX	MULTICANAL
Energie	$wd\sigma$		
Temps d'observation	T/M	T	T
Puissance de signal	$w\,d\sigma\,T/M$	$w\,d\sigma\,T$	$w\,d\sigma\,T$
CONDITION I Bruit de détecteur > Bruit de photons	$P(T/M)^{1/2}$	$P(T)^{1/2}$	$P(T)^{1/2}$
Rapport S/B	$wd\sigma(T/M)^{1/2}/P$	$wd\sigma(T)^{1/2}/P$	$wd\sigma(T)^{1/2}/P$
CONDITION II Bruit de photons > Bruit de détecteur	$(wd\sigma T/M)^{1/2}$	$(wMd\sigma T)^{1/2}$	$(wd\sigma T)^{1/2}$
Rapport S/B	$(wd\sigma T/M)^{1/2}$	$(wd\sigma T/M)^{1/2}$	$(wd\sigma T)^{1/2}$

TABLEAU II

	MULTIPLEX / MONOCHROMATEUR	MULTICANAL / MULTIPLEX	MULTICANAL / MONOCHROMATEUR
CONDITION I	$(\frac{S}{B})_{multip} = \sqrt{M}\,(\frac{S}{B})_{mono}$	$(\frac{S}{B})_{multic} = (\frac{S}{B})_{multip}$	$(\frac{S}{B})_{multic} = \sqrt{M}\,(\frac{S}{B})_{mono}$
CONDITION II	$(\frac{S}{B})_{multip} = (\frac{S}{B})_{mono}$	$(\frac{S}{B})_{multic} = \sqrt{M}\,(\frac{S}{B})_{multip}$	$(\frac{S}{B})_{multic} = \sqrt{M}\,(\frac{S}{B})_{mono}$

eux un certain nombre de relations, présentées dans le tableau II, qu'il faut commenter.

II - INTERPRETATION

1) La condition 1) : bruit de photons inférieur au bruit propre du détecteur, suppose que celui-ci est sensible aux photons relativement peu énergétiques. C'est le cas des cellules photoconductrices, des photodiodes, des détecteurs thermiques qui couvrent tout l'I.R. Dans le tableau II, la relation - 1 - exprime alors le gain important du spectromètre "multiplex" par rapport au monochromateur [appelé "avantage Fellgett" (4)].

$$\boxed{\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{multip.}} = \sqrt{M}\ \left(\frac{S}{B}\right)_{\text{mono}}} \quad - 1 -$$

L'observation du reste du tableau indique que le gain "multiplex" n'existe qu'à cette condition, donc uniquement dans ce domaine*. C'est un point fondamental.

Par ailleurs la relation entraîne que la méthode est d'autant plus avantageuse en comparaison de toute autre qu'un grand nombre d'éléments spectraux est étudié : monochromateur et spectromètre "multiplex" se trouvent à peu près à égalité pour des problèmes avec M valant quelques unités. Des considérations uniquement de temps de calcul amènent à limiter M dans l'emploi du spectromètre "multiplex". Mais avec les possibilités offertes et qui s'élargissent constamment la méthode prouve ses avantages en permettant d'atteindre jusqu'à 10^4 éléments donc d'étudier de larges domaines spectraux à moyenne résolution, ou d'atteindre de très hautes résolutions sur des domaines spectraux plus restreints.

Si l'on analyse l'expression du rapport S/B de la méthode "multiplex" sous la condition 1) (dans le tableau I)

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{multip.}} = \frac{wd\sigma}{P}\sqrt{T}$$ ou pour faire apparaître le nombre d'éléments spectraux $\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{multip.}} = \frac{w\Delta\sigma}{MP}\sqrt{T}$

Les trois paramètres qui interviennent sont :

- l'énergie disponible w dans la bande spectrale considérée $\Delta\sigma$
- le temps d'observation T

---

*Note : La relation - 3-suggère qu'avec un instrument "multicanal" dans l'I.R. un gain identique pourraît être obtenu, mais dans la pratique un tel système n'est pas facile à réaliser.

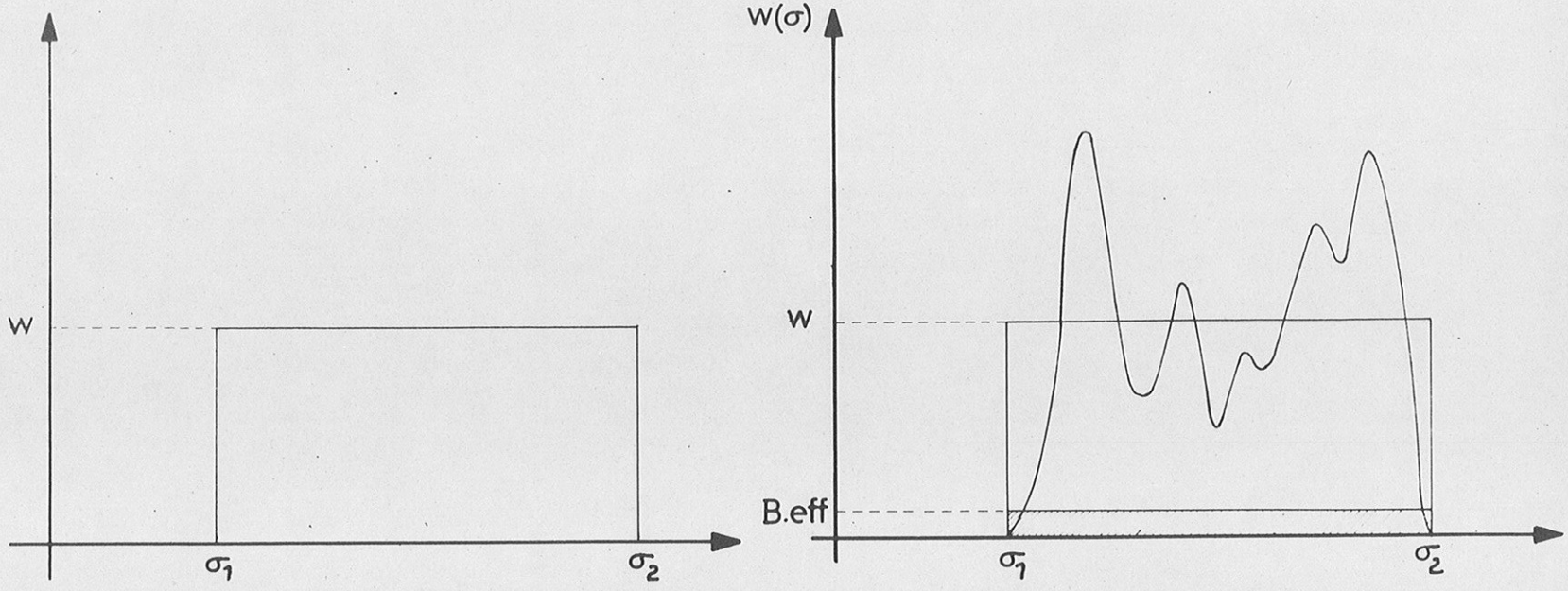


Fig 1: a) Spectre "plat" de densité spectrale w

b) Spectre "réel" de densité spectrale moyenne w
B.eff: Valeur efficace du bruit

- la limite de résolution ou le nombre d'éléments spectraux analysés M.

On s'arrange par le choix du détecteur et les conditions d'emploi à avoir P minimum.

Ces trois points permettent d'exprimer de manière différente le gain multiplex. Comparée à la méthode de balayage cette méthode permet, pour un même rapport S/B :

- de mesurer (pour un même temps d'observation, une même résolution) des éléments d'énergie $\sqrt{M}$ fois plus faible.
- ou d'utiliser (pour une même énergie incidente, une même résolution) un temps d'observation M fois plus court.
- ou d'obtenir (pour une même énergie, un même temps d'observation) une résolution $\sqrt{M}$ fois plus élevée (M étant alors le nombre d'éléments spectraux dans le spectre obtenu par balayage).

On peut encore indiquer une propriété de la relation - 1 -. Le calcul présenté dans le tableau I est fait pour un spectre rectangulaire (fig. 1 - a). Considérons maintenant un spectre réel de densité spectrale $W(\sigma)$, (fig. 1 - b) limité à σ_1, σ_2 dont la valeur moyenne est :

$$\frac{1}{\sigma_2 - \sigma_1} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} W(\sigma)\, d\sigma = w$$

Les expressions du rapport S/B données dans le tableau I apparaissent comme celles d'un rapport S/B moyen pour le spectre $W(\sigma)$, ce qui signifie qu'en certains points le rapport S/B est meilleur, en d'autres moins bon. Le bruit peut être considéré comme "blanc" le long du spectre et par hypothèse il n'est pas correlé avec le signal. On peut donc définir un rapport S/B fonction de σ : $(S/B)_\sigma$ comme le rapport de la puissance du signal pour l'élément spectral considéré à la valeur efficace du bruit dans le spectre.

Et entre les rapports $(S/B)_\sigma$ obtenus pour un même élément spectral avec un monochromateur et un spectromètre "multiplex" on a toujours la relation :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_\sigma \text{ multip.} = \sqrt{M} \left(\frac{S}{B}\right)_\sigma \text{ mono}$$

2) <u>La condition 2)</u> : bruit de photons supérieur au bruit propre du détecteur, est vérifiée en travaillant dans le visible par exemple avec un photomultiplicateur.

D'après la relation - 4 - le spectromètre "multiplex" ne présente plus d'avantages sur le monochromateur, [KHAN - (26)]. On peut obtenir le même rapport S/B par l'un et l'autre système. Toutefois, si l'on considère comme

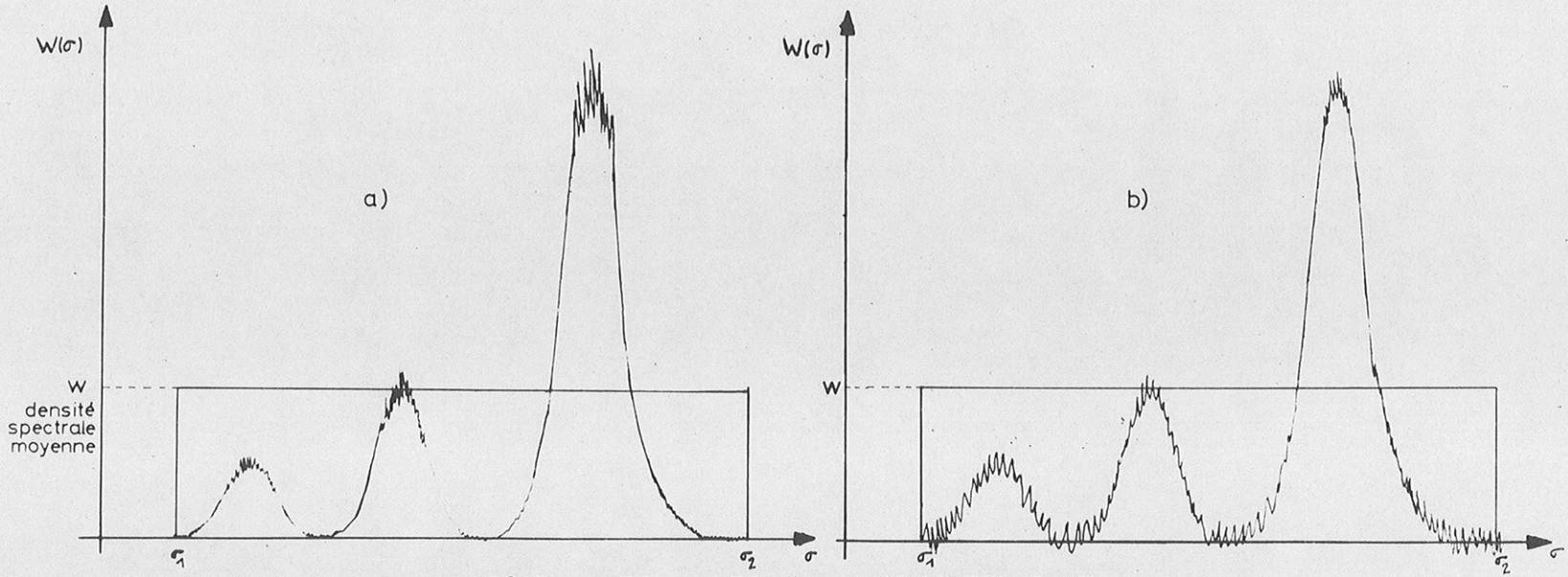


Fig 2 : COMPARAISON d'un MEME SPECTRE OBTENU AVEC a) UN MONOCHROMATEUR
b) UN SPECTROMETRE "MULTIPLEX"

Condition : Bruit de photons > Bruit propre du détecteur

précédemment un spectre réel $W(\sigma)$ on peut dire alors que pour chaque méthode on obtient une même valeur quadratique moyenne du bruit. Mais la répartition en est différente au long du spectre. Avec le monochromateur le bruit est proportionnel à la racine de l'intensité de chaque élément spectral, il est uniforme avec le spectromètre "multiplex". Nous définirons un rapport $(S/B)_\sigma$ comme le rapport entre la puissance du signal pour l'élément considéré et la valeur efficace du bruit pour cet élément. Mais la relation - 4 - n'est pas vérifiée entre les rapports $(S/B)_\sigma$ pour un élément spectral donné. On peut conclure aisément que, pour les raies d'intensité inférieure à la valeur moyenne du spectre, le monochromateur est préférable au spectromètre "multiplex". Ce dernier retrouve son avantage pour les raies d'intensité supérieure (fig. 2).

Les relations - 5 - et - 6 - indiquent par contre un avantage pour le spectromètre "multicanal". La comparaison a été faite en le supposant muni de M récepteurs, autant que d'éléments spectraux*; c'est ce que réalise la plaque photographique. Ainsi entre le spectrographe et le monochromateur, en supposant réalisée la condition 2), on trouve une relation identique à celle qui existe sous la condition 1) entre le monochromateur et le spectromètre "multiplex".

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{multic.}} = \sqrt{M} \left(\frac{S}{B}\right)_{\text{mono}} \qquad - 6 -$$

En d'autres termes on peut dire que le spectromètre "multiplex" permet en infrarouge de prendre le relais du spectrographe réservé au visible. Les deux systèmes ont en commun cette propriété fondamentale, qui détermine leur avantage sur les autres méthodes, (à condition toujours d'étudier un grand nombre d'éléments spectraux à la fois) de permettre de consacrer à chaque élément spectral tous le temps de la mesure.

III - APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE ASTRONOMIQUE

Les conclusions précédentes doivent maintenant être précisées pour les conditions particulières que l'on rencontre en astronomie. On se trouve en présence de sources de diamètre angulaire très limité, dont l'énergie relativement faible est collectée par un télescope. Donc pour déterminer les deux paramètres instrumentaux qui peuvent caractériser un spectre : le rapport S/B

---

*Note : Il existe des systèmes comportant par exemple une dizaine de détecteurs; on peut montrer alors qu'entre le monochromateur à un seul récepteur et le système "multicanal" avec n récepteurs on a un gain $\sqrt{n}$.

et la résolution ($\sigma/d\,\sigma$) il est indispensable de se poser le problème de l'adaptation du spectromètre utilisé au télescope compte tenu de son ouverture et du diamètre angulaire de la source.

1) Adaptation du spectromètre à réseau

Le spectromètre à réseau, soit à balayage ou plus encore comme spectrographe, est très couramment employé en astronomie. Pour le caractériser schématiquement nous introduisons les paramètres suivants :

f_c : distance focale du collimateur
d_c : diamètre du collimateur
L_r : longueur du réseau
α, β : angles d'incidence et d'émergence sur le réseau

Pour le télescope nous précisons :

F : distance focale
D : diamètre du miroir primaire

et pour la source :

θ : diamètre angulaire (fig. 3)

Le télescope en donne une image de dimension :

$$s = F.\,\theta$$

a) Toute la lumière collectée par le télescope pénètre par la fente d'entrée du spectromètre.

Donc le collimateur éclaire le réseau avec un faisceau d'ouverture angulaire :

$$\frac{s}{f_c} = \frac{F}{f_c}\,\theta$$

Or, d'après l'équation du réseau :

$$\lambda = \frac{a}{k}\,(\sin\alpha + \sin\beta)$$

(a : pas du réseau, k : numéro de l'ordre)

la limite de résolution est :

$$d\lambda = \frac{a}{k}\cos\alpha\, d\alpha$$

avec $d\alpha = \frac{s}{f_c}$

donc $d\lambda = \frac{a}{k}\cos\alpha\,\frac{F}{f_c}\,\theta$

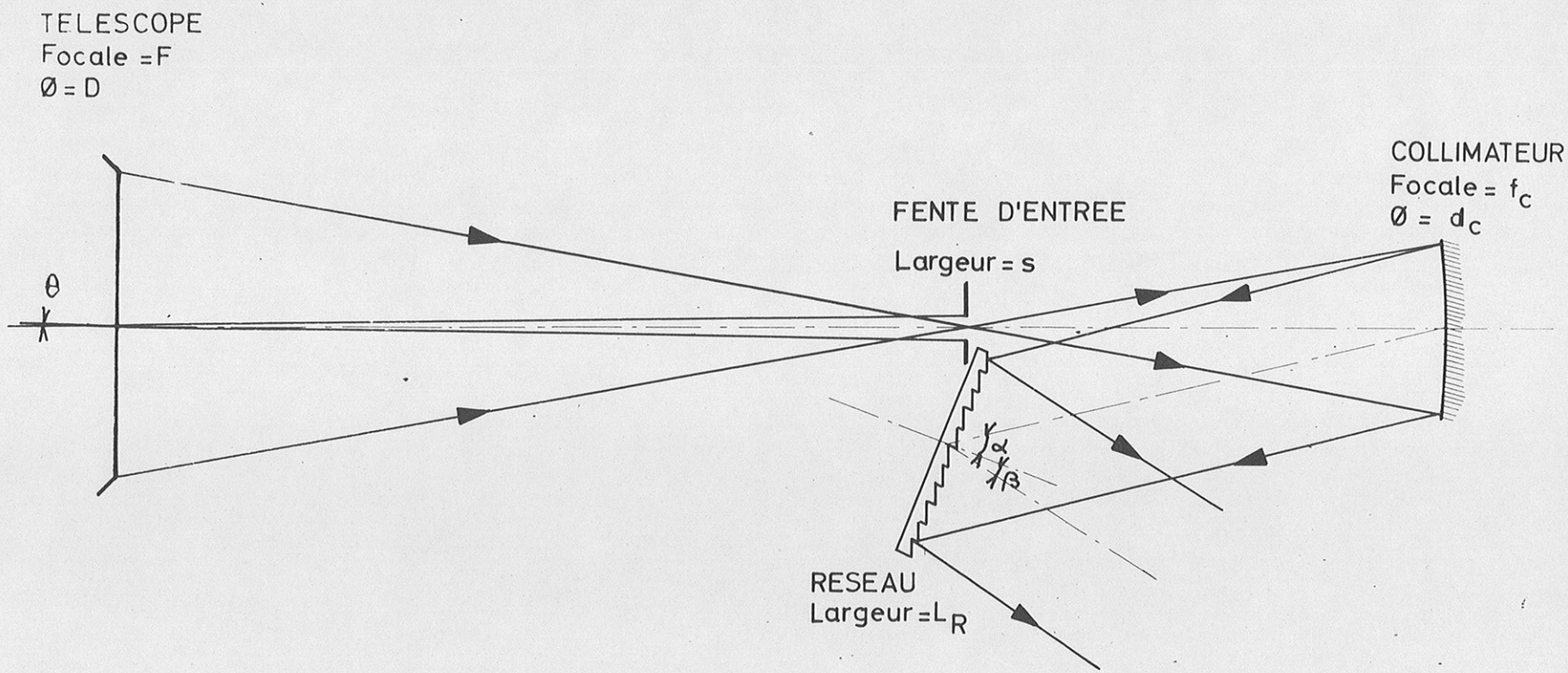


Fig : 3 SCHEMA DE L'ASSOCIATION TELESCOPE SPECTROMETRE A FENTE

$$\text{d'où} \quad R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{(\sin\alpha + \sin\beta)\, fc}{\theta \cos\alpha\, F}$$

Le nombre d'ouverture du collimateur est à peu près égal à celui du télescope, donc :

$$\frac{f_c}{F} = \frac{d_c}{D}$$

Par ailleurs $d_c = L_r \cos\alpha$

En supposant satisfaite la condition de "blaze" on aboutit à la relation :

$$R_o = \frac{2 \sin\alpha}{\theta} \left(\frac{L_r}{D}\right)^{*} \qquad - 7 -$$

Sur la figure 4 on a tracé, avec une échelle logarithmique, la résolution que l'on peut atteindre ainsi en fonction du diamètre angulaire de la source pour diverses valeurs de l'ouverture du télescope. On a choisi pour l'application numérique les données des plus grands réseaux que l'on peut trouver actuellement, travaillant sous un grand angle : [STROKE (27)]

$L_r = 25$ cm $\qquad \alpha = 64°$

On voit donc que par exemple sur une planète comme Jupiter à l'opposition, avec un télescope de 2 m (celui de Haute-Provence) on ne peut espérer obtenir une résolution supérieure à 900. Il est évident que pour atteindre des résolutions plus élevées il faut diaphragmer l'image de la source, c'est-à-dire fermer la fente d'entrée du spectromètre. Ceci entraîne une perte d'énergie, c'est ce que nous allons étudier.

b) La fente d'entrée limite le flux reçu

Soit $B(\lambda)$ la densité spectrale de la source en Watt, par unité de surface, unité d'angle solide, unité de bande spectrale. Le flux parvenant au détecteur dans la bande spectrale $d\lambda$ à la sortie du spectromètre est :

$$\phi = \tau\, B(\lambda)\, d\lambda U$$

τ : coefficient de transmission du spectromètre
U : étendue géométrique du faisceau

---

*Note : Ce calcul est fait en supposant que le réseau ne travaille pas à la limite de résolution théorique, c'est-à-dire :

$$\frac{\lambda}{L_r \cos\alpha} < \frac{F\theta}{f_c} \quad \text{ou} \quad \lambda < D\theta.$$

Pour $\lambda = 2\,\mu$ et $D = 2$ m, il faut $\theta = 10^{-6}$ rd, valeur très inférieure aux dimensions angulaires des sources. Quand l'énergie est suffisante la résolution théorique peut être atteinte en diaphragmant l'image à ce point.

Si e est la largeur de la fente d'entrée, la surface de la fente couverte par l'image de la source est :

$$F.\theta.e^{*}$$

d'où $$U = \frac{\pi F \theta e D^2}{4F^2}$$

D'autre part

$$d\lambda = \frac{a}{k} \cos\alpha \, d\alpha$$

Cette fois-ci

$$d\alpha = \frac{e}{f_c}$$

Donc $$R = \frac{2 \sin\alpha}{\cos\alpha} \frac{f_c}{e}$$

En portant dans ϕ les valeurs de U et de $d\lambda$ on obtient :

$$\phi = \zeta B(\lambda) \left[\frac{a}{k} \cos\alpha \frac{e}{f_c}\right] \left[\frac{\pi F \theta e D^2}{4F^2}\right]$$

De l'expression de R on tire :

$$e = \frac{2 \sin\alpha}{\cos\alpha} \frac{f_c}{R}$$

qui reporté dans ϕ donne, en utilisant d'autre part le fait que le spectromètre a même nombre d'ouverture que le télescope :

$$\phi = \frac{1}{R^2} \left(\pi \frac{a}{k} \sin^2\alpha \, L_r \, D\right) B(\lambda) \theta \qquad - 8 -$$

Sur une source $[B(\lambda), \theta]$ avec un télescope et un spectromètre à réseau donné $(D, \zeta, L_r, a, k, \alpha)$ soit R_o la résolution limite que l'on peut obtenir dans les condition du § a) (relation - 7 -). Le détecteur reçoit alors le flux maximum ϕ_o que peut donner la source dans la bande spectrale imposée par la résolution, avec le télescope considéré. Comme vu précédemment la résolution est souvent modeste mais on a les conditions pour obtenir le rapport S/B optimum. Si l'on désire atteindre une résolution n fois meilleure la relation - 8 - indique que le détecteur reçoit alors un flux n^2 fois moins important ce qui entraîne nécessairement une baisse du rapport S/B.

---

*Note : En toute rigueur l'image étant circulaire ceci n'est vrai qu'au premier ordre en supposant le rapport de la largeur de la fente au diamètre de l'image assez petit.

- Supposons tout d'abord que le spectromètre à fente travaille dans le visible, équipé d'un photomultiplicateur. On enregistre pendant un temps T un spectre comprenant M éléments spectraux à la résolution désignée précédemment par R_o. Le rapport S/B dans ce spectre est d'après les expressions données dans le tableau I (condition 2)

$$\left(\frac{S}{B}\right)_o = \sqrt{\phi_o \frac{T}{M}}$$

On augmente la résolution en fermant la fente. Le même domaine spectral enregistré avec une résolution nR_o, pendant le même temps, est obtenu avec un rapport S/B :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_1 = \sqrt{\frac{\phi_o}{n^2} \times \frac{T}{nM}}$$ (on a maintenant nM éléments spectraux)

Le rapport S/B a baissé d'un facteur $n^{3/2}$ en augmentant la résolution d'un facteur n.

Pour obtenir le même rapport S/B on en déduit qu'il faut multiplier par n^3 le temps d'observation.

- Maintenant considérons le spectromètre utilisé dans l'I.R., équipé par exemple d'une cellule PbS de surface donnée. Avec le flux maximum on obtient un rapport S/B :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_o = \frac{\phi_o}{P}\sqrt{\frac{T}{M}}$$

En passant à une résolution n fois meilleure on a :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_1 = \frac{\phi_o}{n^2 P}\sqrt{\frac{T}{nM}}^{*}$$

Cette fois le rapport S/B est divisé par un facteur $n^{5/2}$, ce qui veut dire que pour obtenir le même rapport S/B qu'à basse résolu-

---

*Note : En augmentant la résolution la surface de l'image à la sortie du spectromètre se trouve diminuée. Elle a pour expression :

$$A = \frac{2 \sin\alpha}{\cos^2\alpha}\left(\frac{D}{L_r}\right)\frac{f_2^2\,\theta}{R}$$

avec f_2 distance focale du système qui condense la lumière sur le récepteur. En adaptant le récepteur on pourrait espérer une amélioration du rapport S/B, son bruit propre variant comme $\sqrt{A}$, mais en fait les possibilités d'adaptation sont vite limitées par les dimensions minimales des détecteurs réalisables. On peut d'ailleurs supposer que le calcul a été fait en utilisant le détecteur le plus petit possible pour définir $(S/B)_o$.

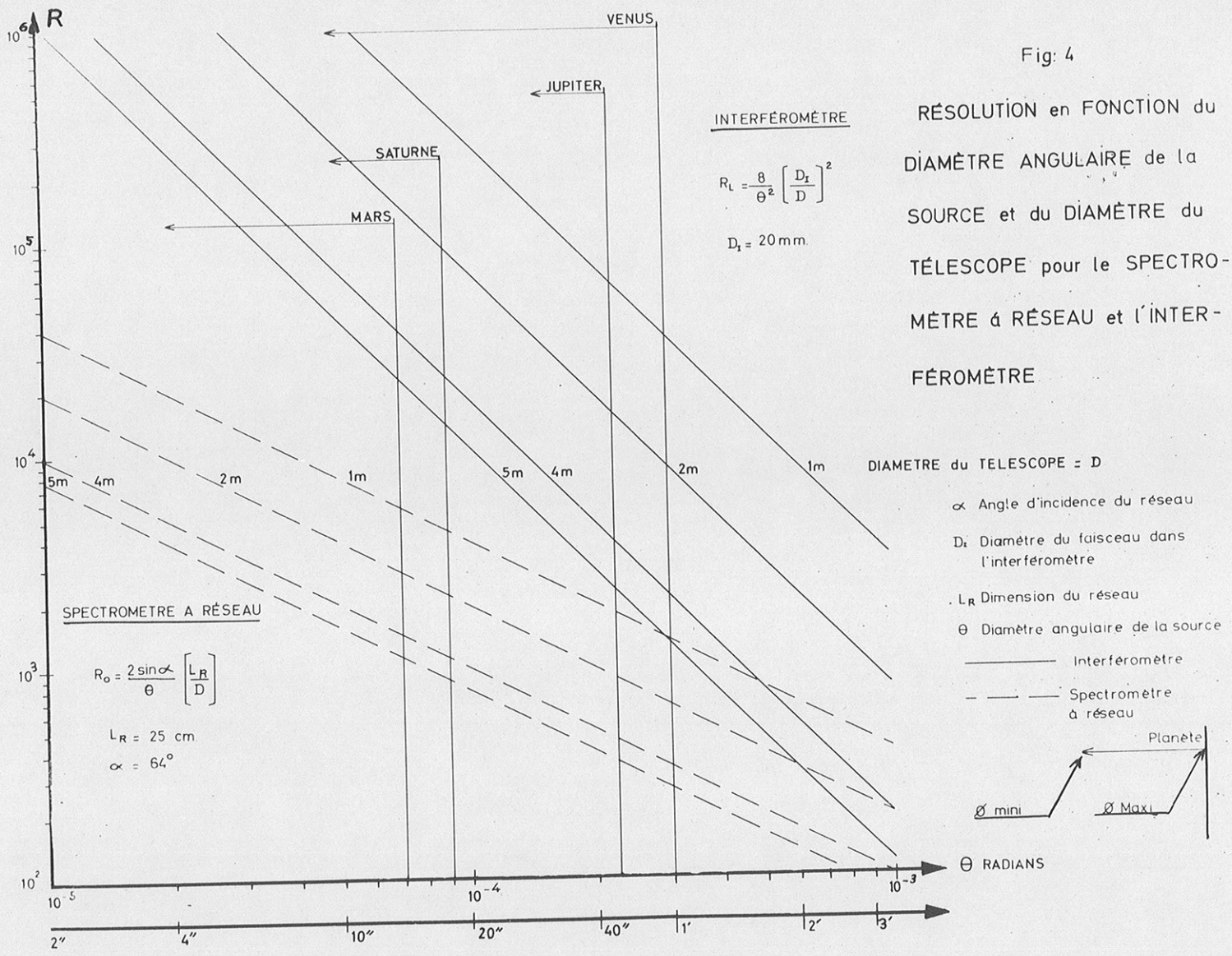


Fig: 4

RÉSOLUTION en FONCTION du DIAMÈTRE ANGULAIRE de la SOURCE et du DIAMÈTRE du TÉLESCOPE pour le SPECTROMÈTRE á RÉSEAU et l'INTERFÉROMÈTRE

tion il faut multiplier le temps de mesure par n^5. Un exemple numérique peut illustrer ce que signifie ce facteur. KUIPER (28) a enregistré au télescope de 210 cm de Mac-Donald avec un spectromètre à balayage un spectre de Mars entre 1,35 et 1,91µprésentant un bon rapport S/B avec un pouvoir de résolution de l'ordre de 800 en une heure. Pour obtenir une résolution seulement 10 fois meilleure à même rapport S/B il faudrait avec le même équipement un temps d'observation ininterrompu de 10^5 heures, soit environ 11 ans !

2) Adaptation de l'interféromètre de Michelson

Dans l'association avec un télescope d'ouverture D, pointé sur une source d'angle solide Ω_s , l'interféromètre est éclairé par un faisceau d'angle solide Ω_i . Ceci a pour effet, nous ne le redémontrons pas (cf 11), d'imposer une limite R_1 à la résolution que peut atteindre l'interféromètre*, telle que :

$$R_1 = \frac{2\pi}{\Omega_i}$$

Soit D_i le diamètre du faisceau dans l'interféromètre (par exemple sur la séparatrice) ; l'interféromètre accepte toute l'étendue fournie par le télescope. La conservation de cette étendue donne en supposant le système optique parfait :

$$\Omega_s \frac{\pi D^2}{4} = \Omega_i \frac{\pi D_i^2}{4}$$

d'où $$\Omega_i = \pi\theta^2 \left(\frac{D}{D_i}\right)^2$$

On en déduit :

$$R_1 = \frac{8}{\theta^2} \left(\frac{D_i}{D}\right)^2$$

- 9 -

On porte sur le graphique 4, les valeurs de R_1 en fonction du diamètre angulaire de la source pour diverses ouvertures du télescope. On constate combien, pour la même étendue de faisceau incidente, l'interféromètre permet d'obtenir des pouvoirs de résolution hors de portée des spectromètres à réseau. Pour l'application numérique il a été pris comme valeur du diamètre du faisceau dans l'interféromètre : D_i = 20 mm, qui correspond à l'interféromètre que nous

---

*Note : Pour une différence de marche L la limite de résolution théorique est $d\sigma = \frac{1}{2L}$. Mais il faut utiliser une **"apodisation"** qui donne, suivant la fonction utilisée $d\sigma$ compris entre $\frac{1}{2L}$ et $\frac{1}{L}$. (cf.23). Nous prendrons dans la suite comme définition $d\sigma = \frac{1}{L}$

avons construit. Par exemple, on peut voir que sur Jupiter, de R_o = 900 valeur limite avec le spectromètre à réseau pour un télescope de 2 m, on passe à 18 000 avec l'interféromètre soit un gain de 20.

D'autre part, trois remarques sont à faire à propos de ce graphique:

- la valeur D_i = 20 mm que nous avons choisie ne représente en rien une limite. On peut aisément concevoir des instruments acceptant des faisceaux de diamètre beaucoup plus important. Au contraire pour les réseaux L_r = 25 cm que nous avons utilisé pour la comparaison, si ce n'est en rien une limite fondamentale constitue pour le moins la limite pratique actuelle dont le dépassement pose des problèmes technologiques particulièrement délicats.

- en fermant la fente d'entrée du spectromètre on peut atteindre des résolutions plus élevées avec les conséquences que l'on a vues sur le rapport S/B. Mais en supposant l'énergie de la source suffisante pour supporter cette baisse, on se heurte à une nouvelle barrière, cette fois infranchissable : la limite imposée par la diffraction. Pour le réseau que nous considérons cela donne une résolution théorique (et la fonction d'appareil n'est jamais celle que donne la diffraction pure (27)) de l'ordre de 2.10^5 à 2 μ. Sur Vénus, la planète la plus brillante, une telle résolution pourrait être envisagée (sans doute avec un interféromètre de diamètre un peu supérieur). Cela nécessiterait seulement un interféromètre qui puisse atteindre une différence de marche de 40 cm, car la qualité de la fonction d'appareil est indépendante des défauts de l'optique. Par ailleurs, une telle différence de marche ne revêt en rien un caractère exceptionnel et peut être augmentée à volonté*.

- si l'on considère la variation de la résolution avec le diamètre du télescope, elle décroît quand celui-ci augmente. La totalité du flux fourni par un télescope de 5 m ne peut être acceptée, par un spectro-

---

*Note : L'interféromètre à haute résolution de J. PINARD présenté au "Colloque sur les méthodes nouvelles de spectroscopie instrumentale" (18) permet d'obtenir une différence de marche de 2 m qui correspond donc à 2 μ à un pouvoir de résolution de 10^6, ce qui dépasse de beaucoup ceux des réseaux actuels dans ce domaine.

mètre à fentes, qu'à de très basses résolutions. Pour atteindre des résolutions plus élevées il faut diaphragmer l'image donc le grand télescope n'est pas utilisé à sa pleine efficacité et dès lors le même résultat pourrait être obtenu avec un télescope de plus petite ouverture. Au contraire, avec l'interféromètre, vu les résolutions limites très élevées que l'on peut atteindre l'association avec de très grands télescopes devient rentable en fournissant un rapport S/B d'autant meilleur.

Variation de S/B avec la résolution

Les valeurs de Θ, D et D_i, fixent une limite à la résolution : R_1. Si l'on travaille dans un domaine spectral centré sur le nombre d'onde σ on donne à l'interféromètre une différence de marche $L \leq \frac{\sigma}{R_1}$. Dans la formule du rapport S/B obtenu dans le spectre :

$$\frac{S}{B} = \frac{W d\sigma}{P} \sqrt{T}$$

l'énergie $W = \mathcal{C}\, U\, B(\sigma)$ ne varie pas quel que soit L

$\mathcal{C}$: transmission de l'interféromètre

$B(\sigma)$: luminance de la source

U : étendue de faisceau, définie par le diamètre angulaire de la source et l'ouverture du télescope.

Donc dans les limites 0, R_1 en passant d'un spectre à basse résolution à une résolution n fois meilleure on divise par n le rapport S/B dans le nouveau spectre, en consacrant dans l'un et l'autre cas le même temps d'observation. Il faut multiplier le temps par n^2 pour obtenir à haute résolution le même rapport S/B qu'à basse résolution. S'il s'agissait d'une source de laboratoire qui, en général rayonne dans un grand angle solide, le raisonnement serait différent. En travaillant en-dessous de la résolution limite imposée par un trou d'entrée donné on ne se place pas dans les conditions optimum de luminosité. Au contraire les sources astronomiques imposent une limitation d'étendue.

Pour obtenir une résolution sur la même source, avec le même télescope, dépassant R_1 il est nécessaire de passer à un interféromètre acceptant un faisceau de plus grande section, ce qui d'après la formule - 9 - recule la valeur de R_1. Par rapport à l'expérience précédente W ne change pas, donc le rapport S/B varie de la même manière avec la résolution. En fait

on va pouvoir atteindre sur une source une limite de résolution qui est cette fois énergétique et non plus instrumentale, c'est-à-dire imposée par la nature de la source, le temps d'observation possible, les caractéristiques du télescope. Une autre limite sera atteinte avec un télescope de plus grand ouverture.

3) Adaptation du Fabry-Perot

Nous traitons ce type de spectromètre pour ses avantages bien connus de haute luminosité (CHABBAL - 29). Nous prendrons comme instrument pour la discussion les données d'un système poly-étalon : le PEPSIOS (30) effectivement utilisé à des fins astronomiques. L'intérêt de ce montage est de ne pas nécessiter l'introduction d'un pré-monochromateur à fentes, ce qui entraîne une perte en étendue, pour éliminer les bandes passantes parasites du Fabry-Perot unique.

Sachant que la résolution théorique du PEPSIOS est :

$$R = \frac{8}{\beta^2}$$

où β est le diamètre angulaire du trou d'entrée, pour un spectromètre correctement adapté au télescope on doit aboutir à une relation identique à celle du Michelson où $D_{F.P}$ est le diamètre des lames de Fabry-Perot soit :

$$R = \frac{8}{\theta^2} \left(\frac{D_{F.P}}{D}\right)^2$$

Sur la figure 4 on a donc un réseau de droites parallèles à celles de l'interféromètre de Michelson.*

On en tire nécessairement les mêmes conclusions que précédemment pour le Michelson. Ceci confirme les hautes résolutions que permet d'atteindre l'étalon Fabry-Perot.

Mais les deux systèmes interférentiels diffèrent fondamentalement en ce que l'un a l'avantage "multiplex" alors que l'autre est un spectromètre à balayage. Le comportement du rapport S/B est donc différent.

Variation de S/B avec la résolution

- Nous considérons tout d'abord le Fabry-Perot dans son emploi le plus classique, c'est-à-dire dans le visible associé à un photo-

---

*Note : Pour $D_{F.P.} = 20$ mm elles sont confondues. Pour des lames de diamètre plus important (ce qui est usuel) il suffit de remonter toutes les droites de la quantité $2 \log \frac{D_{F.P}}{20}$

multiplicateur. Par rapport aux comparaisons faites en début de chapitre on se trouve dans la condition 2) pour laquelle le rapport S/B d'un monochromateur est :

$$\frac{S}{B} = \sqrt{wd\,\sigma\frac{T}{M}}$$

mais où comme pour le Michelson : $w = \zeta\, UB\,(\sigma)$

De même w ne change pas si l'on travaille à une résolution inférieure à $R = \frac{8}{\theta^2}\left(\frac{F.P}{D}\right)^2$. Dans cet intervalle en passant d'une résolution R_o à une résolution $R_1 = nR_o$

$$\left(\frac{S}{B}\right)_o = \sqrt{wd\,\sigma_o\,\frac{T}{M_o}}$$

$$\left(\frac{S}{B}\right)_1 = \sqrt{\frac{wd\sigma_o}{n}\,\frac{T}{nM_o}} \quad \text{et} \quad \left(\frac{S}{B}\right)_1 = \frac{1}{n}\left(\frac{S}{B}\right)_o$$

Pour obtenir le même rapport S/B il faut multiplier le temps d'observation par n^2.

- <u>Utilisé dans l'I.R.</u> et supposant encore la surface du récepteur constante, on obtient :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_o = \frac{wd\sigma_o}{P_o}\sqrt{\frac{T}{M_o}}$$

$$\left(\frac{S}{B}\right)_1 = \frac{wd\sigma_o}{nP}\sqrt{\frac{T}{nM_o}}$$

et $\left(\frac{S}{B}\right)_1 = \frac{1}{n^{3/2}}\left(\frac{S}{B}\right)_o$

d'où une augmentation de n^3 du temps d'observation pour le même rapport S/B, ce qui est beaucoup moins favorable. On se trouve dans cette situation avec d'autres systèmes monochromateurs qui peuvent également accepter une grande étendue. C'est le cas du SISAM et du spectromètre à grilles dont la mise au point procède de la volonté d'éliminer l'inconvénient de faible luminosité des spectromètres classiques. Ce facteur $n^{3/2}$ tient au fait qu'il s'agit de systèmes monochromateurs.

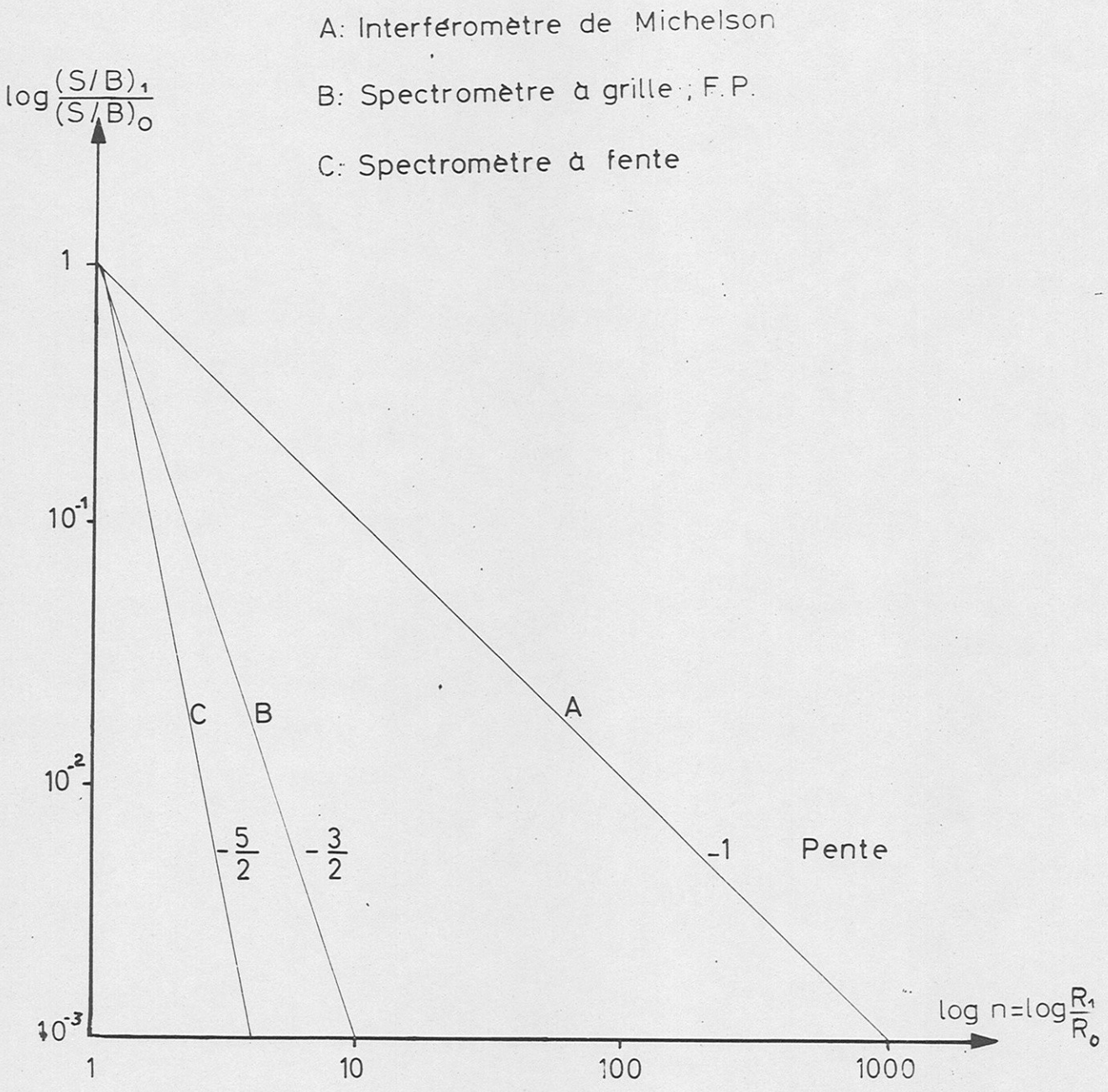


Fig 5 ATTÉNUATION du RAPPORT S/B dans l'INFRAROUGE pour un ACCROISSEMENT DONNÉ de RÉSOLUTION

4) Conclusion

Nous avons établi des relations entre le rapport $(S/B)_o$ obtenu à la résolution R_o et $(S/B)_1$ obtenu à $R_1 = nR_o$ avec chaque type d'instrument adapté à un télescope pour une même durée d'observation et une même source.

Nous résumons ces résultats pour l'infrarouge seulement, domaine auquel nous nous intéressons tout particulièrement, qui complètent ceux qu'exprime la figure 4, en portant sur un graphique (fig. 5) la variation de $\frac{(S/B)_1}{(S/B)_o}$ en fonction de $n = R_1/R_o$ pour les trois instruments que nous avons considérés : interféromètre de Michelson, Fabry-Perot, spectromètre à fentes.

La décroissance est la moins rapide pour l'interféromètre de Michelson car c'est le seul système à présenter conjointement :

- une grande luminosité
- le gain "multiplex"

alors qu'elle est la plus rapide pour le spectromètre à fentes qui ne possède aucun de ces avantages.

C'est ce qui fonde le grand intérêt pour l'astronomie de la spectroscopie par T.F. qui fait appel à l'interféromètre de Michelson, particulièrement par rapport au spectromètre à balayage, seul système qui ait été utilisé jusqu'ici pour l'obtention de spectres I.R. en astronomie.

IV - ILLUSTRATION

Nous allons donner maintenant quelques exemples qui confirment les comparaisons faites précédemment. L'action sélective de l'atmosphère terrestre et les principes des détecteurs appellent à faire une distinction entre deux régions spectrales que nous désignerons par : région 3500 Å - 11000 Å, et infrarouge.

1) La région 3500 Å - 11000 Å :

L'atmosphère est opaque au-delà de 3000 Å et une bande d'absorption de la vapeur d'eau devient très intense à 9000 Å pour s'étendre jusqu'à 9800 Å. La plaque photographique est le récepteur le plus couramment utilisé pour couvrir le domaine 3500 - 9000 Å.

Des plaques spéciales permettent d'atteindre la fenêtre 9800 - 11000 Å et même un peu au-delà mais sont relativement peu sensibles.

Malgré ses défauts : faible rendement quantique (quelques millièmes), non linéarité, granularité, la plaque conserve de nombreux utilisateurs. C'est essentiellement pour ses qualités panoramiques, que nous avons déjà mises en relief, c'est-à-dire la possibilité d'obtenir simultanément un grand nombre d'éléments spectraux. Par ailleurs, elle réalise une intégration de l'information qui est utile pour la détection des sources très faibles.

La plaque photographique se trouve en compétition avec le photomultiplicateur qui à l'avantage d'avoir un meilleur rendement quantique (10 à 20 %), d'être linéaire, de ne posséder qu'un très faible bruit propre. Par contre il ne peut réaliser qu'une analyse point par point d'un spectre. C'est ce qu'exprime cette comparaison de DUNHAM (31) entre l'enregistrement photographique et photoélectrique d'un spectre stellaire. Le spectre d'une étoile de 6ème magnitude est photographié entre 3 400 et 4 900 Å au télescope de 250 cm avec une résolution de 80 000, en 7 h. 20 min. A la même résolution pendant ce temps 30 Å seulement sont couverts avec l'enregistrement photoélectrique. Aussi, en dehors de son utilisation à des mesures de photométrie stellaire (détermination de magnitude, d'indice de couleur, de taux de polarisation) pour ses qualités de sensibilité et de linéarité le photomultiplicateur est employé seulement pour des problèmes de spectroscopie à très haute résolution. En effet, associé à un spectromètre il n'entraîne pas de limite de résolution comme l'impose la plaque photographique par l'existence du grain. Mais ces études sont effectuées nécessairement sur des domaines spectraux très étroits. Ceci revient, à l'égard des comparaisons du début de ce chapitre (Tableau I) à prendre M (nombre d'éléments spectraux) de quelques unités seulement. On peut voir alors que dans ce cas un système monochromateur est peu défavorisé par rapport à un système multicanal.

Le spectromètre Fabry-Perot réalise ces conditions, apportant en plus le bénéfice de sa haute luminosité. Par exemple DAEHLER (32) obtient avec le PEPSIOS (30) dans le spectre solaire au voisinage de la raie de résonance du lithium (14 904 cm^{-1}) sur 4 cm^{-1}, $R = 3.10^5$ et $S/B = 5.10^3$.

Des mesures de profil de raies sont faites ainsi :

- raie D_2 solaire pour déterminer l'absorption du sodium tellurique. (D.P. McNUTT & J.E. MACK - 33)*

---

*Note : Ces résultats ont été présentés au "Colloque C.N.R.S. sur les Méthodes nouvelles de Spectroscopie" (18).

- même raie de Vénus, de α Cygni, pour étudier l'absorption du sodium vénusien, des nuages interstellaires (L.M. HOBBS) (34)*
- raie 6 300 Å de OI pour l'étude de l'émission du ciel diurne (G.C. SHEPHERD)*
- spectre de la lumière zodiacale (RING)*

En dehors de l'association avec un Fabry-Perot on peut citer des mesures photoélectriques :

- de déplacements Zeeman sur le soleil créés par des champs magnétiques faibles (H.W. BABCOCK) (35).

- De spectres d'étoiles avec un spectromètre à réseau sur des domaines de 100 Å environ pour une détermination photométrique précise (J.B. OKE & J.L. GREENSTEIN) (36).

Hormis le photomultiplicateur il faut signaler la caméra électronique qui réunit les qualités de haut rendement quantique de la couche photoélectrique et de stockage d'un grand nombre d'informations de la plaque photographique. Elle semble, si ce n'est son emploi peu commode, le récepteur idéal pour la spectroscopie des sources faibles dans le visible. Elle permet des temps de pose relativement courts et des domaines spectraux larges. Elle est maintenant très utilisée en astronomie (M.F. WALKER) (37)

2) L'infrarouge :

Au-delà de 11 000 Å il faut faire appel aux détecteurs utilisant les effets photoélectriques internes dans les semi-conducteurs (photoconduction, effet photovoltaïque) qui ont un meilleur rapport S/B que les détecteurs thermiques utilisés auparavant. L'obtention du spectre solaire jusqu'à 3,6 μ avec une cellule PbS à la sortie d'un spectromètre à réseau par Mc MATH et MOHLER (38), en 1949 qui a conduit au Michigan Atlas de 8 465 à 25 242 Å avec une résolution de 5.10^4 constitue le premier résultat marquant. Il a été amélioré et complété par MIGEOTTE jusqu'à 23,7 μ (39). De nombreuses études partielles ont été faites tant dans le proche I.R. avec les photomultiplicateurs, que plus loin. Mais les études solaires constituent un cas particulier. La grande intensité de la source explique que l'on puisse faire travailler les réseaux jusqu'à la limite de réso-

---

*Note : Ces résultats ont été présentés au "Colloque C.N.R.S. sur les Méthodes nouvelles de Spectroscopie" (18).

lution qu'impose la diffraction.

Par contre sur les autres astres (plus particulièrement planètes et étoiles froides) on relève essentiellement des mesures photométriques diverses [de la détection de sources I.R. (40) à la détermination d'intensité de bandes d'absorption (41)] dans les régions de transparence de l'atmosphère jusqu'à 14 μ. Sinon, beaucoup de travaux de spectroscopie, dite infrarouge, en fait se situent dans le domaine des plaques photographiques ou des photomultiplicateurs. Les véritables études spectroscopiques au-delà de 1,1 μ sont en petit nombre. Les plus importantes, sur les planètes brillantes et les étoiles de type avancé, sont celles de KUIPER (28),MOROZ(42),SINTON(43). Ils utilisent des spectromètres à balayage avec des cellules photoconductrices. Comme nous l'avons vu précédemment(Fig.5) l'augmentation de la résolution avec ce type d'instrument entraîne une baisse considérable du rapport S/B, il faut donc se limiter à de basses résolutions. C'est ce que confirment les résultats. Ainsi MOROZ obtient avec un télescope de 125cm, entre 1 μ et 2,6 μ sur Vénus une résolution de 400, sur Mars 250, sur Jupiter 250 entre 0,9 μ et 1,1 μ et 200 entre 1,2 μ et 1,6 μ. Les résultats de KUIPER au télescope de 210cm de Mc DONALD sont un peu meilleurs. Sur Vénus résolution de 1500 à 1,6 μ et de 800 à 2 μ ; sur Mars environ 1000 entre 1 μ et 1,35 μ ; 800 entre 0,9 μ et 1,6 μ sur Jupiter.

Incontestablement ces valeurs ne sont pas du tout comparables à celles auxquelles on est habitué avec les spectrographes. Dans l'infrarouge photographique, entre 7 000 et 9 000 Å environ il existe des spectres à haute résolution des planètes comme ceux de SPINRAD et al.(44) de GIVER (45) qui ont permis de mettre en évidence des bandes pourtant très faibles dans ce domaine, de constituants moléculaires des atmosphères. On peut citer le spectre de Mars, pris au spectrographe du foyer coudé du télescope de 250cm du Mont Wilson, où l'on voit la structure rotationnelle d'une bande de H_2O vers 8 200Å et de CO_2 vers 8 700 Å. Il a permis la détection spectroscopique de H_2O sur Mars et la mesure de l'abondance de ces éléments (46). La résolution y est de l'ordre de 33 000.

Le grand écart entre cette valeur et le pouvoir de résolution indiqué plus haut sur Mars après 1 μ ne peut s'expliquer par la baisse de l'énergie en passant de 8 500 Å à 10 000 d'autant que le spectre de SPINRAD est pris à la quadrature,(12/13 Avril 1963) alors que celui de KUIPER est enregistré à l'op-

---

Note : DELBOUILLE, MOROZ, MERTZ, SINTON ont fait également des essais de spectroscopie par T.F. dans le même domaine spectral, sur les mêmes sources. Nous en avons donné les références (13),(14),(17) dans l'Introduction. Les résolutions obtenues sont demeurées faibles mais à cause d'une maîtrise insuffisante des difficultés présentées par la spectroscopie par T.F. en astronomie.

position (16/17 Janvier 1963). En fait ceci illustre les comparaisons faites entre les méthodes de spectroscopie dans ce chapitre. Dans un cas on est en présence d'une méthode "multicanal" dans l'autre séquentielle. En contre partie au chapitre VI nous donnerons le détail des résultats que nous avons obtenus sur les planètes entre 1,2 et 2,5 μ par spectroscopie de Fourier, donc par une méthode "multiplex". Dès maintenant on peut dire que des pouvoirs de résolution même supérieurs à ceux indiqués pour les spectres photographiques dans le rouge ont été atteints, ce qui clos la démonstration.

V - PROBLEMES DE SPECTROSCOPIE I.R. EN ASTRONOMIE

Après avoir proclamé les vertus de la méthode "multiplex" en astronomie, il s'agit de voir, sans préjuger de problèmes particuliers, l'intérêt de ce domaine du point de vue spectroscopique.

En parcourant de manière rapide le spectre électromagnétique on peut dire que :

- dans l'U.V. ($\lambda < 3\,000$ Å) se situent les raies de résonance de nombreux éléments neutres ou ionisés (comme C, N, O, Mg... intéressants en astrophysique), les spectres électroniques des molécules.
- dans le domaine photographique (entre 3 000 et 10 000 Å) : les spectres atomiques de tous les éléments (neutres ou ionisés) avec beaucoup de raies intenses ; peu de molécules sont nettement détectables dans cette région.
- dans l'I.R. proche et moyen (de 1 à 15 μ) les spectres de vibration-rotation des molécules, on trouve aussi la suite des spectres atomiques mais due à des transitions entre des niveaux appartenants tous à des configurations autres que le fondamental, donc les raies sont assez faibles.
- dans l'I.R. lointain et les radio-fréquences : les spectres de rotation pure des molécules dissymétriques; les spectres atomiques de résonance magnétique et de transition hyperfine.

Or, en astronomie l'U.V. n'est accessible qu'avec des véhicules spatiaux de haute altitude. L'I.R. lointain optique (30 μ à 1 mm) ne semble guère exploitable à des fins spectroscopiques à cause de l'extrême faiblesse de l'énergie incidente.

Seul le soleil peut être étudié dans ce domaine et encore à partir d'expériences en ballon (47) car l'absorption atmosphérique est importante.

Il semble donc évident que le domaine 1 à 14 μ, qui est en gros accessible à partir d'observations au sol, ce qui est toujours plus commode, doive être considéré comme privilégié pour l'étude des constituants moléculaires des astres, donc particulièrement pour les objets suivants :

- le soleil et l'atmosphère terrestre (ciel nocturne, ciel diurne).
- les atmosphères planétaires : détermination de leur composition précise, de la distribution des abondances, de leur température, pression, structure physique.
- les atmosphères stellaires : spécialement pour les étoiles de type G, K, M, qui présentent de fortes bandes moléculaires (d'autant qu'elles sont plus froides), dont il doit être tenu compte pour la description de leur rayonnement et l'élaboration des modèles d'atmosphères. Etude également des étoiles S, R, N.
- la matière interstellaire : constituée en partie de gaz sous forme moléculaire encore mal connus.

La spectroscopie par transformation de Fourier peut être un outil précieux pour la résolution de ces problèmes en permettant de tirer le meilleur parti de l'énergie incidente.

Chapitre II

PROBLEMES PARTICULIERS POSES PAR LES SOURCES ASTRONOMIQUES

Si le chapitre précédent a essayé de montrer quel était l'intérêt de l'application d'une technique "multiplex"aux mesures spectroscopiques en astronomie infrarouge, il importe maintenant de voir les difficultés inhérentes à son usage en ce domaine. L'élément majeur réside dans le fait que l'atmosphère terrestre s'interpose entre la source et l'observateur.

I - DESCRIPTION DES PHENOMENES

Pour toutes observations faites à partir du sol, l'atmosphère intervient de deux manières. Elle occasionne :

- un changement de la direction
- un changement de l'intensité

des rayons issus de la source.

Chacun de ces effets peut être considéré comme la somme d'un terme constant (ou évoluant de manière monotone et calculable) et d'un terme fluctuant de manière totalement aléatoire. On donne à chacun de ces termes les noms suivants :

Phénomène	terme constant	terme fluctuant
déviation des rayons	Réfraction atmosphérique	turbulence
changement d'intensité	Extinction atmosphérique	scintillation

1) Termes constants

a) Réfraction atmosphèrique

En visant un astre à partir du sol, la direction de pointage ne donne qu'une direction apparente de l'astre,du fait qu'en traversant les couches successives de l'atmosphère d'indice différents les rayons lumineux, subissent une courbure. En faisant l'hypotèse d'un gradient d'indice croissant vers le sol et constant suivant des sphères concentriques à la terre, on peut calculer avec une bonne approximation l'écart à la direction vraie, appelé réfraction atmosphèrique, pour une distance zénithale apparente donnée.

b) Extinction atmosphèrique

Elle est due à l'absorption par les gaz et à la diffusion par les particules (molécules et aérosols).

L'absorption est constituée de :

- l'absorption neutre.
- l'absorption sélective : qui se présente sous la forme de bandes, à diverses longueurs d'onde caractéristiques des gaz constituants. Les principales sont dues dans l'ultraviolet à : O_2, O_3,N_2; dans l'infrarouge à : H_2O, CO_2, O_3. Les éléments mineurs y donnent quelques bandes fortes : N_2O, CH_4, CO, HDO. Dans le visible apparaissent des bandes faibles de H_2O et O_2

La diffusion s'effectue suivant deux modes :

- la diffusion Rayleigh (pour les petites particules, en particulier les molécules)
- la diffusion "blanche ou grise" (pour les grosses particules : goutelettes d'eau, cristaux de glace).

De manière générale l'atmosphère présente une épaisseur optique τ_λ pour une longueur d'onde donnée telle que :

$$\phi = \phi_o e^{-\tau_\lambda}$$

avec $\tau_\lambda = a\lambda^{-4} + b(\lambda) + C$

Le premier terme correspond à la diffusion moléculaire, le second à l'absorption sélective, le troisième à l'absorption et la diffusion neutre. Les divers coefficients peuvent être calculés pour un modèle d'atmosphère précisant la répartition avec l'altitude de la teneur de chacun des constituants(49).

Si l'atmosphère est homogène τ_λ est proportionnel à l'épaisseur traversée. Celle-ci varie avec la position de la source. On a en première approximation :

$$\tau_\lambda = K_\lambda \sec z$$

z : distance zénithale

K_λ : extinction au zénith pour toute l'atmosphère

2) Termes fluctuants*

En réalité l'atmosphère terrestre n'est pas un milieu homogène et stable. Le principal facteur d'inhomogénéité est la température qui varie d'un point à un autre de l'espace en fonction de très nombreux paramètres météorologiques.

L'atmosphère présente donc un indice de réfraction fonction de l'espace (x,y,z) et du temps (t) tel que :

$$n = n_o + \delta n(x, y, z, t)$$

n_o : indice de l'air moyen (conforme à l'atmosphère standard)

δn : partie fluctuante ; vaut de l'ordre de 10^{-6} pour une variation de température de 1°C.

Une onde plane monochromatique venant d'une étoile est distordue par la traversée de ce milieu. Suivant les valeurs de δn elle est en avance ou en retard par rapport à l'onde fictive que donnerait un milieu d'indice $n = n_o$. Sur la pupille de sortie du télescope (x' , y') elle présente un écart

---

Note*: voir les références (49)et (50)

global :

$$\Delta = F(x', y') \quad \text{(fig. 6)}$$

Cette fonction est analysable par une transformation de Fourier à deux dimensions ce qui équivaut à remplacer l'onde incidente par la somme d'une onde plane moyenne et d'ondes sinusoïdales de fréquences spatiales 1/P, présentant diverses orientations dans le plan x', y'. L'onde plane donnera la figure de diffraction normale, et chaque onde sinusoïdale conduira à deux "ghosts" distants angulairement de $\frac{2\lambda}{P}$ (donc d'autant plus éloignés que la fréquence est plus grande). L'image résultante sera la somme de toutes ces composantes. Elle présente un étalement par rapport à la tache d'Airy et de nombreux accidents locaux (fig.7)

a) La turbulence

Les couches d'air sans cesse en mouvement changent constamment l'aspect de l'onde donc son spectre de fréquence spatiale. L'orientation de l'onde plane moyenne varie, ce qui se traduit par un mouvement du centre de gravité de l'image; des ondes sinusoïdales apparaissent, disparaissent, tournent dans le plan de la pupille, ce qui modifie la forme et les dimensions de l'image. L'instrument intervient comme filtre de fréquences spatiales, donc l'apparence de l'image dépend de la dimension du télescope. Un instrument de petit diamètre a une fréquence de coupure basse. L'image est peu étalée (peu de "ghosts") mais l'onde plane moyenne déterminée par une faible portion de l'onde incidente est mal définie : le déplacement de toute l'image constitue l'effet principal. Avec un gros instrument au contraire beaucoup de fréquences parasites sont admises : l'image est très diffuse mais le mouvement d'ensemble se trouve réduit car l'onde moyenne est mieux définie. Déplacement et diffusion de l'image sont les deux manifestations de la turbulence.

b) La scintillation

Le spectre de fréquence spatiale de l'onde incidente en se modifiant redistribue l'énergie de l'onde plane d'origine sur diverses fréquences. Cela veut dire que la distribution de la lumière dans l'image se modifie constamment. L'instrument exerçant un filtrage, l'énergie qu'il

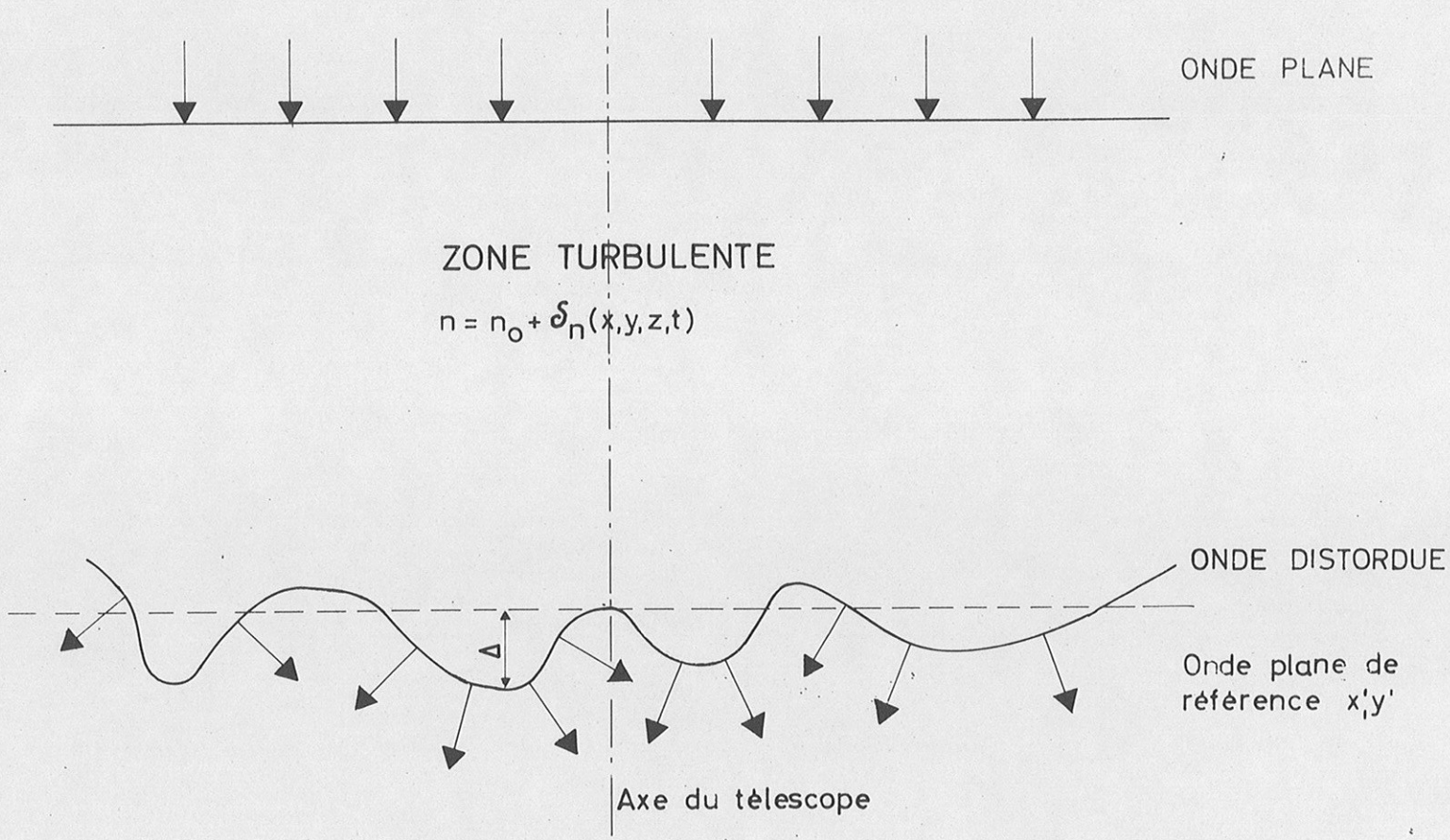


Fig : 6 DISTORSION d'une ONDE PLANE, MONOCHROMATIQUE, ISSUE d'une ETOILE, par la TRAVERSEE de l'ATMOSPHERE TURBULENTE

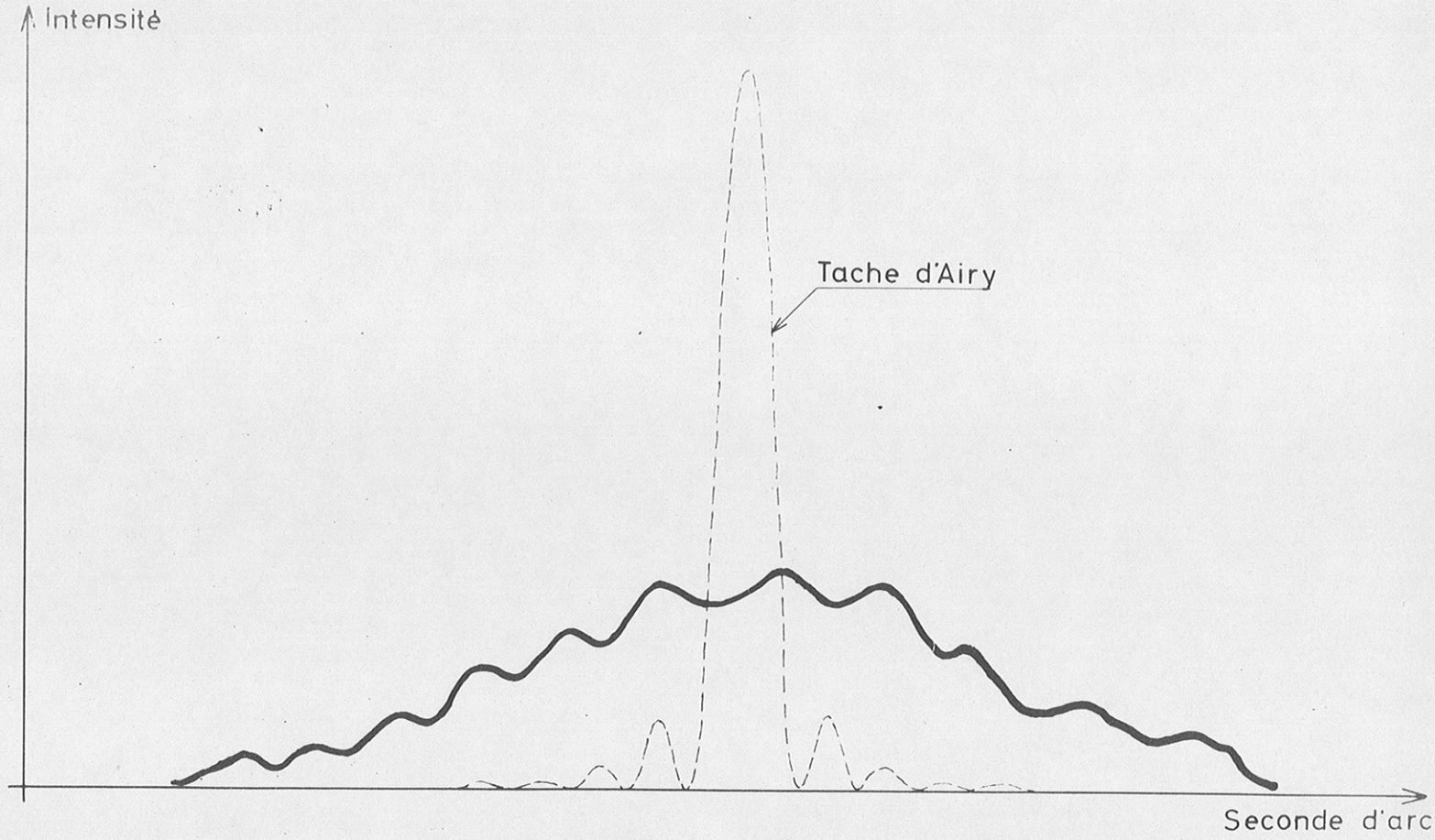


Fig: 7 DISTRIBUTION de la LUMIERE dans l'IMAGE d'une ETOILE (à un instant donné) MONTRANT les EFFETS de la TURBULENCE

capte varie. Cette variation du flux total constitue la scintillation* Elle se trouve minimisée avec un grand télescope puisqu'il admet un large domaine de fréquence. On voit qu'en considérant l'atmosphère comme agissant que sur la phase des ondes lumineuses on aboutit à un phénomène de scintillation que l'on qualifiera de pure. C'est celle qu'on observe à peu près dans les cas de bonne transparence.

Mais une variation d'intensité beaucoup plus lente due aux irrégularités de l'extinction atmosphérique où interviennent les diverses composantes énumérées au paragraphe I-1-b), vient s'ajouter dans les conditions d'observation moins favorables.

3) Variations avec la longueur d'onde.

Tous ces phénomènes étant liés à des variations d'indice de réfraction, à priori sont chromatiques. La réfraction atmosphérique normale est chromatique et présente une dispersion des longueurs d'onde, bien sensible pour les étoiles observées bas sur l'horizon. Il en résulte que la lumière à diverses longueurs d'onde, émise par une étoile et parvenant en un même point de la terre suit des chemins différents. Du fait de la turbulence ils sont influencés indépendamment par les perturbations locales**. Il y a donc une turbulence chromatique de l'image. Elle décroit avec la distance zénithale. Par ailleurs, le déplacement aléatoire de l'image dépendant de l'ouverture du

---

Note *: Il faut noter le rôle d'un facteur qui est indépendant du gradient d'indice d'une couche atmosphérique, c'est la distance de cette couche au télescope. Considérons dans l'onde distordue après traversée de ce milieu une portion sphérique divergente.

L'intensité recueillie par le télescope décroît en $1/D$, avec D distance de la couche au télescope. A l'inverse pour une onde sphérique convergente son rayon décroît quand le plan d'observation s'éloigne donc l'intensité de l'image croît (focalisation). En conclusion, sans modifier l'étalement géométrique de l'image, la distance augmente le contraste entre les divers points. On considère donc que la haute atmosphère est la principale source de scintillation.

Note **: La dispersion spectrale de la turbulence est négligeable. Exprimée par δn dans l'expression de l'indice local $n = n_o + \delta n$, la variation de n avec la longueur d'onde est principalement celle de n_o, celle de δn est du second ordre.

télescope, le mouvement propre à chaque longueur d'onde est de faible amplitude pour un instrument important. On peut remarquer encore que $\frac{dn}{d\lambda}$ décroît quand λ croît, donc dans l'infrarouge la dispersion due à la réfraction normale diminue, la turbulence chromatique qui en résulte aussi. En définitive utilisant un grand instrument pour des distances zénithales raisonnables le chromatisme de la turbulence et par conséquent de la scintillation pure ne sont pas à craindre.

Mais l'agitation atmosphérique est compliquée par l'existence d'un autre paramètre : les fluctuations **du** taux d'humidité de l'air (52). La variation de transparence qui en découle a des effets importants dans l'infrarouge où l'eau présente de très fortes bandes d'absorption. Ainsi, les raies sont momentanément approfondies par des passages de masses d'air humide.

4) Mesures

Elles sont nombreuses* mais difficilement complètes à cause de la multiplicité des paramètres. Une des mesures la plus aisée à mener est celle de la scintillation. En enregistrant l'intensité d'une étoile la scintillation apparaît comme un signal fluctuant au voisinage de sa valeur moyenne. On enregistre sur bande magnétique pendant un temps assez long par rapport aux variations lentes (5 à 10') l'intensité de l'image de la pupille d'entrée de l'instrument (image fixe). Un analyseur harmoniquepermet d'obtenir, après corrections, pour chaque fréquence la valeur moyenne du bruit et partant de calculer un pourcentage de modulation à la fréquence f:

$$P_f = \bar{E}_f / \bar{E}_c$$

$\bar{E}_f$: valeur efficace des fluctuations à la fréquence f dans une bande dF

$\bar{E}_c$: niveau moyen du signal

La figure (8) donne d'après PROTHEROE (52) l'allure caractéristique d'un spectre de scintillation pour diverses valeurs de l'ouverture de l'instrument. En valeur absolue il dépend encore de la hauteur zénithale de

---

Note*: voir références (49), (50), (52)

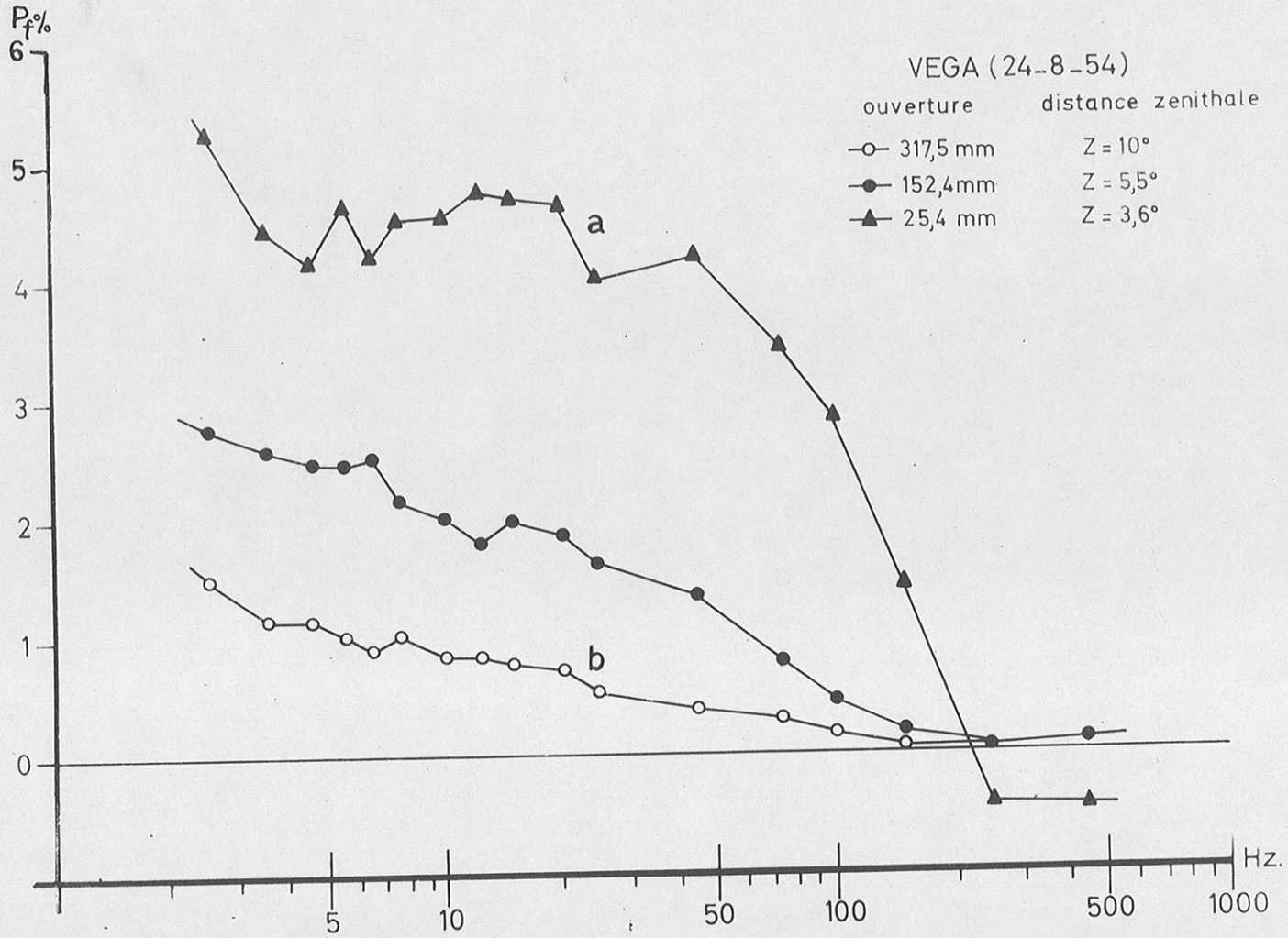


Fig. 8

VARIATION DU SPECTRE DE SCINTILLATION AVEC L'OUVERTURE DU TELESCOPE POUR DES ETOILES PRES DU ZENITH (d'aprés W. Protheroe)

la source, des conditions météorologiques (vitesse du vent, humidité, pression, température). Nous en tirons cependant les conséquences suivantes : en utilisant un grand télescope pointé sur une étoile et en observant l'image du miroir primaire celui-ci est éclairé de manière très peu uniforme (parcouru par ce qu'on appelle communément " les ombres volantes").

Donc localement l'intensité présente des fluctuations considérables, très rapides. C'est ce qu'exprime le spectre (a) obtenu en ne conservant du miroir du télescope qu'une petite ouverture (25mm). Au contraire avec une grande ouverture l'intensité totale [spectre (b)] varie peu (pour des conditions météorologiques stables). Nous aurons à revenir sur cette distinction. Dans l'un et l'autre cas la fréquence de coupure est située vers 500 Hz.

II - LES DIVERSES SOURCES DE BRUIT ET LEURS EFFETS, DANS UN SPECTRE ASTRONOMIQUE OBTENU PAR TRANSFORMATION DE FOURIER.

Dans la comparaison des méthodes d'analyse d'un spectre au chapitre précédent, nous n'avons fait entrer en ligne de compte que le bruit propre du récepteur et le bruit de photons de la source. La turbulence et la scintillation, que nous venons de décrire, constituent des bruits de la source, mais d'un ordre différent. Il est essentiel d'étudier leurs effets sur un spectre obtenu par T.F. pour voir en définitive comment ils peuvent compromettre les gains que l'on attend de cette méthode. Mais pour ce faire nous replaçons ces bruits parmi d'autres, qui apparaissent à divers niveaux du montage. Aussi pour en faire l'inventaire nous allons considérer deux catégories de bruits :

- bruit indépendant de l'intensité du signal
- bruit dépendant de l'intensité du signal

A) - Bruit indépendant de l'intensité du signal

Il se rencontre

- au niveau de la source : lumière parasite*
- au niveau du détecteur et
- au niveau de la chaine de mesure : bruit Johnson (bruit thermique interne des éléments résistifs, formule de Nyquist); courants parasites.

Ce bruit est de caractère additif, chaque échantillon de l'interférogramme est de la forme :

$$e'_n = e_n + \epsilon_n$$

e_n : vrai signal de l'interférogramme à la différence de marche nh (h : longueur d'un pas) (cf.21).

ϵ_n : signal de bruit, combinaison linéaire des contributions énoncées plus haut. Tous les ϵ_n sont statistiquement indépendants.

L'interférogramme enregistré en fonction de la différence de marche $I'(\delta)$ est la somme de l'interférogramme vrai $I(\delta)$ et d'un interférogramme de bruit $X(\delta)$**

$$I'(\delta) = I(\delta) + X(\delta)$$

Donc le spectre calculé correspondant $B'(\sigma)$ est tel que

$$B'(\sigma) = B(\sigma) + Y(\sigma)$$

$B(\sigma)$: spectre vrai

$Y(\sigma)$: spectre de bruit égal à $T.F._{\cos}[X(\sigma)]$

Note* : La lumière parasite provient du fond du ciel, du rayonnement thermique des miroirs, des sources annexes.

Note** : La lumière parasite est incluse dans ce terme comme "bruit" dans la mesure où elle masque ou complique le spectre cherché par des structures particulières (raies, fond continu). Elle est associée aux causes de bruit uniquement du fait qu'elle s'ajoute au signal vrai sans interactions avec lui. Sinon, pour une étude théorique du bruit de récepteur dans un spectre obtenu par T.F. voir la thèse de J. CONNES (11).

$$\sqrt{d\overline{F}^2} = P_f \sqrt{df}$$

En reprenant une comparaison dans les mêmes conditions qu'au chapitre I, considérons la scintillation, définie par un taux de modulation $\overline{P}$ pour une bande passante $1/2\pi$ Hz supposée stationnaire et achromatique), comme le bruit dominant à l'exclusion de tout autre :

	monochromateur	multiplex
puissance de signal par élément spectral	$w\,\delta\sigma\,\frac{T}{M}$	$w\,d\,\sigma\,T$
puissance de bruit par élément	$\overline{P}\ wd\sigma\left(\frac{T}{M}\right)^{1/2}$	$\overline{P}\ w\Delta\sigma(T)^{1/2}$
rapport $\frac{S}{B}$	$\frac{1}{\overline{P}}\left(\frac{I}{M}\right)^{1/2}$	$\frac{(T)^{1/2}}{\overline{P}\ x\ M}$

On en conclut, rejoignant le résultat de WOOLF (54):

$$\boxed{\left(\frac{S}{B}\right)_{mono} = \sqrt{M}\left(\frac{S}{B}\right)_{multi}}$$

La méthode "multiplex" apparait particulièrement désavantagéepar rapport au monochromateur. En effet la valeur de la scintillation définit le rapport S/B dans le spectre obtenu par balayage, tandis que le spectromètre "multiplex" voit pour un élément spectral la scintillation qui affecte l'ensemble des éléments spectraux. Autrement dit si l'intensité fluctue à un certain moment de l'enregistrement, ne se trouve détériorée que la raie qui est analysée à cet instant par le monochromateur, alors que toutes les raies se trouvent modifiées dans le spectromètre "multiplex". Plus précisément on peut considérer que le signal à la sortie du système de mesure : l'(δ) (l'interférogramme) est multiplié par une fonction du temps, donc de la différence de marche : P(δ) (par le changement de variable $\delta = 2vt$, v vitesse d'avancement du miroir mobile)

En définitive ce bruit n'affecte pas la fonction d'appareil. Le bruit de récepteur ayant pour origine des causes physiques fondamentales, indépendantes des questions de montage ou de technologie, permet de définir le rapport S/B optimum*. Toutes les autres causes énoncées plus haut, non fondamentales ne font que détériorer ce rapport.

B) - Bruit dépendant de l'intensité du signal

1) On peut considérer :

- au niveau de la source : bruit de photons; fluctuations dues à la traversée d'un milieu de transparence variable
- au niveau du détecteur et
- au niveau de la chaine de mesure : bruit Schottky; fluctuations provenant des instabilités des caractéristiques des composants.

Parmi ces différents bruits il y a ceux qui résultent de phénomènes fondamentaux. Ils sont inévitables, provenant de la nature discontinue du rayonnement (photons), ou de l'électricité (électrons).

Nous avons vu que si ce type de bruit est prépondérant (chap.I) par rapport aux bruits indépendants du signal la méthode "multiplex" ne présente plus d'avantages. Nous n'y reviendrons pas puisque nous avons conclu qu'il fallait utiliser la méthode hors de ces conditions.

Mais la scintillation atmosphérique (au sens de : fluctuation de toute l'intensité collectée) se classe à part et doit malheureusement être considérée comme une cause fondamentale de bruit pour toutes les mesures astronomiques faites au sol.

2) La scintillation achromatique.

Nous avons défini précédemment un pourcentage de modulation (P_f) qui permet de définir la racine de la valeur quadratique moyenne de la déviation par rapport à la moyenne du signal de sortie pour la bande de fréquence df :

Note *: Voir expression du rapport S/B au chapitre I, (paragraphe I-1)

a) Fluctuations du terme d'interférence

$$I'(\delta) = I(\delta) \times P(\delta) \times A(\delta)$$

$I(\delta)$: interférogramme théorique $= \int_\sigma B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta d\sigma$

$A(\delta)$: fonction d'apodisation, limitée au domaine $(0, \delta max)$

Le spectre calculé $B'(\sigma)$ est lié au spectre théorique $B(\sigma)$ par :

$$B'(\sigma) = B(\sigma) * T.F._{cos}\left[P(\delta) \times A(\delta)\right]$$

$\underline{T.F._{cos}\left[P(\delta) \times A(\delta)\right] \text{ constitue la fonction d'appareil.}}$ Si l'on considère $P(\delta)$ réduit à une fonction sinusoïdale de fréquence f de hauteur pic à pic P_f et $A(\delta) = 1$ pour $\delta \in (0, \delta max)$ et $= 0$ pour $\delta > \delta max$

on a : (fig.9)

$$P(\delta) \times A(\delta) = \begin{cases} 1 - \frac{P_f}{2} + \frac{P_f}{2} \cos \frac{2\pi f\delta}{2v} & \text{pour } \delta \in (o, \delta max) \\ 0 \end{cases}$$

La fonction d'appareil est constituée, de la fonction d'appareil normale

$$\left(1 - \frac{P_f}{2}\right) \frac{\sin 2\pi\sigma\delta max}{2\pi\sigma} \quad \text{d'intensité au sommet : } \frac{1-P_f}{2}$$

et de deux "ghosts" d'amplitude $\frac{P_f}{2}$ placés respectivement à :

$$\sigma + \frac{f}{2v} \quad \text{et} \quad \sigma - \frac{f}{2v} \qquad (v \text{ en cm/s})$$

$$\frac{f}{2v} = \frac{1}{\delta_o} \quad \text{avec } \delta_o \text{ période de la fluctuation}$$

La figure 9bis en est une illustration concrête. La source, un tube à mercure sans électrodes était refroidie par un courant d'air comprimé dont le débit variait ce qui faisait fluctuer l'intensité de la source. Dans le cas général $P(\delta)$ est une fonction aléatoire. Etant donné qu'il n'y a aucune relation de phase entre les diverses fréquences, les "ghosts" peuvent être positifs,

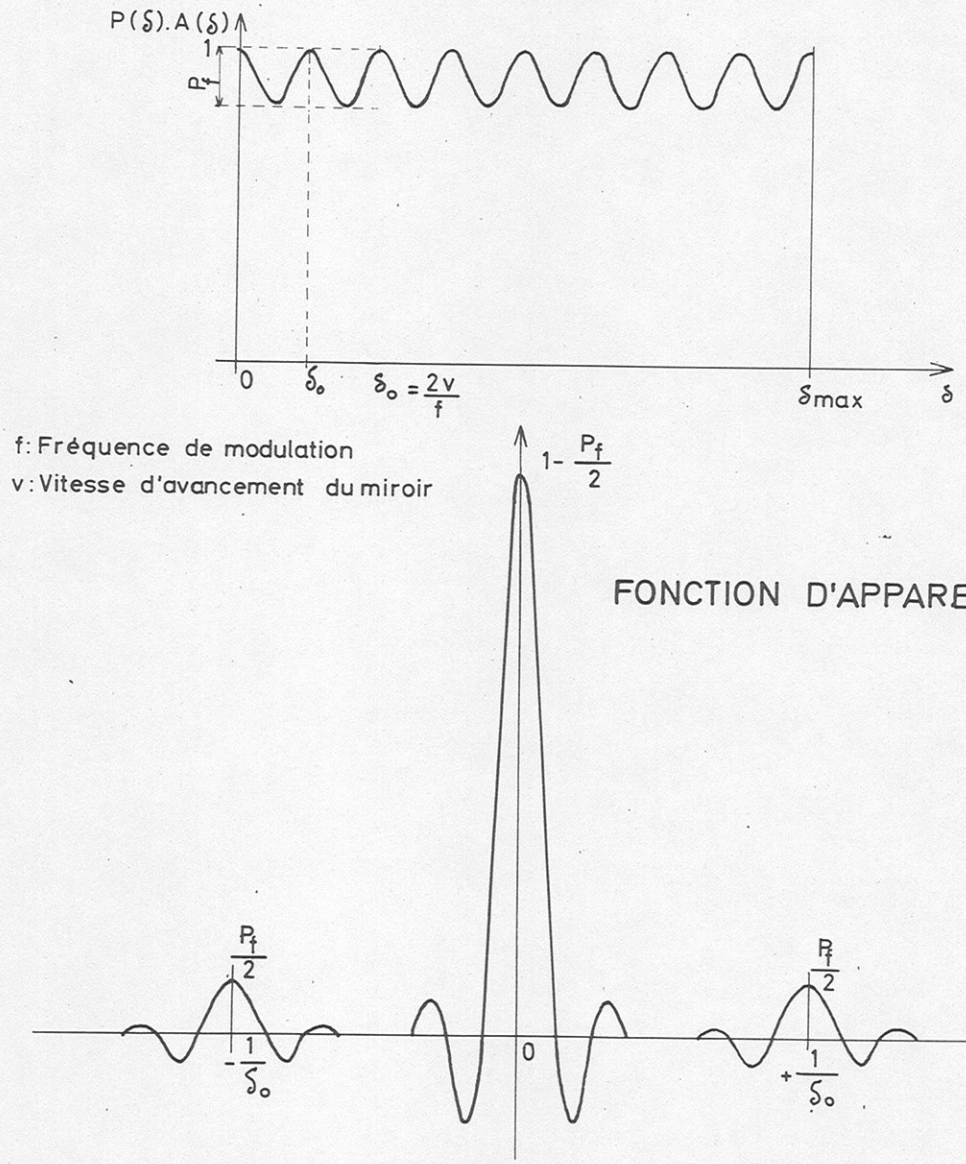


Fig: 9 INTERFEROGRAMME MODULÉ EN INTENSITÉ ET FONCTION D'APPAREIL CORRESPONDANTE

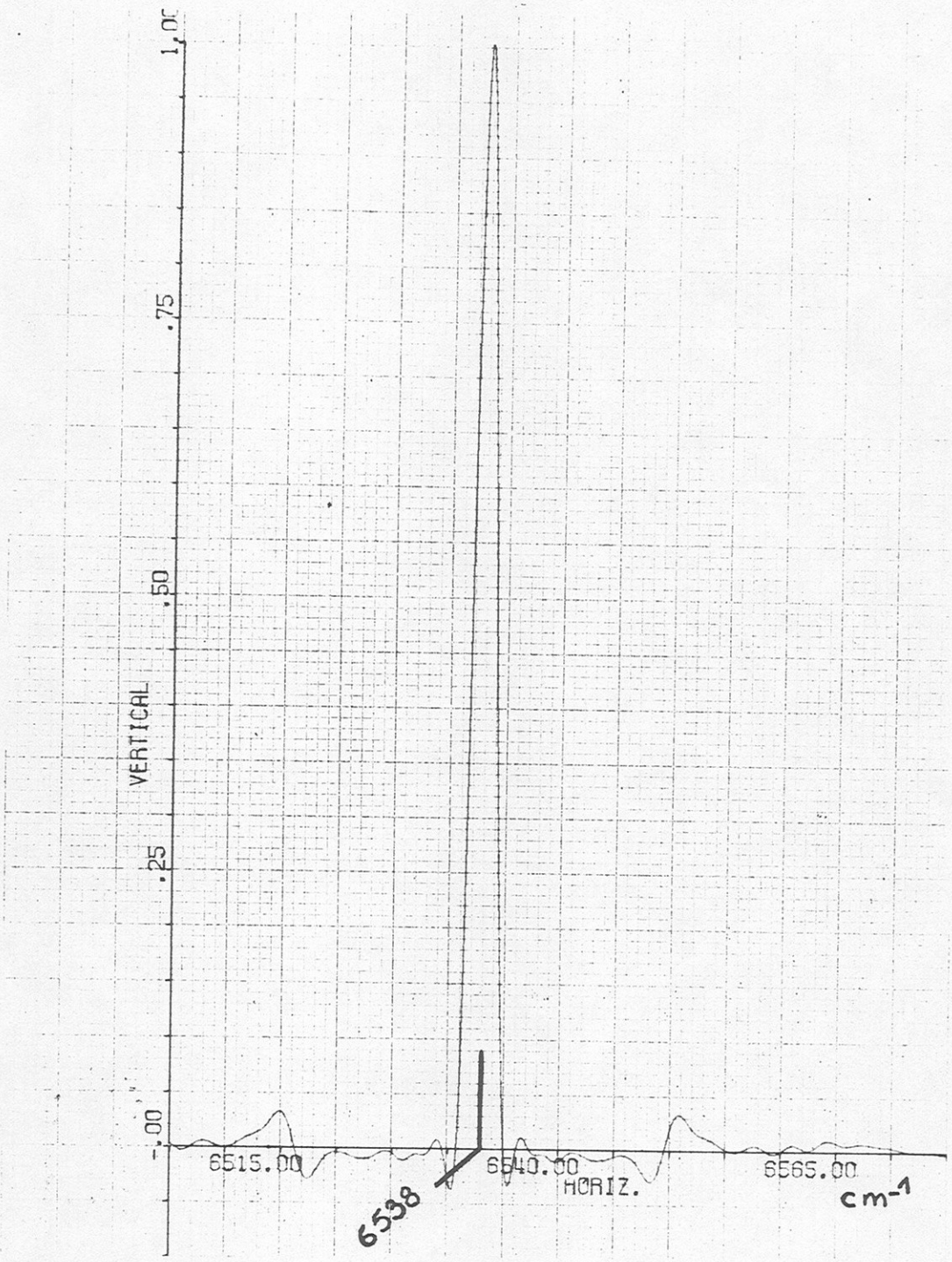


fig.9bis FONCTION D'APPAREIL PRESENTANT DES "GHOSTS" PAR VARIATION D'INTENSITE

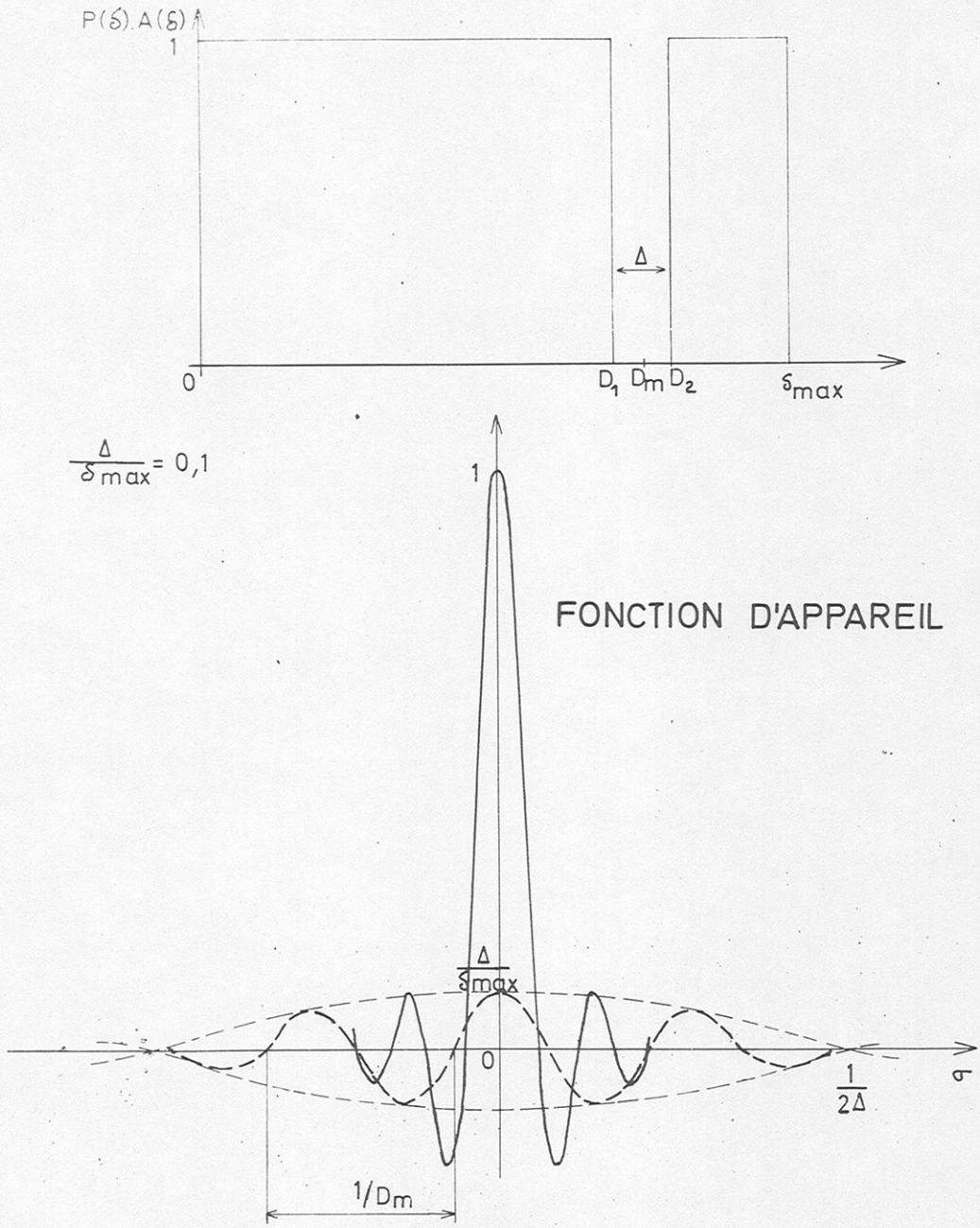


Fig:10 INTERFEROGRAMME PRÉSENTANT un "TROU" et FONCTION d'APPAREIL CORRESPONDANTE

négatifs, plus ou moins dissymètriques. La fonction d'appareil sera la somme de toutes ces contributions, les plus fortes étant près du centre puisque les très basses fréquences de scintillation sont les plus intenses; en conclusion la scintillation fait apparaître sur la fonction d'appareil un bruit supplémentaire.

D'une manière plus générale toute variation accidentelle au long de l'interférogramme du profil de $P(\delta)$ entraine une modification de la fonction d'appareil.

Exemples : Baisse brutale d'intensité provoquée par des passages de nuages; échantillons non enregistrés, ce qui constitue un "trou" dans l'interférogramme. Nous allons étudier rapidement ce dernier cas (fig. 10)

$$P(\delta) \times A(\delta) = \begin{cases} 1 - Cr_{D_1,D_2}(\delta) & \text{pour } \delta \in (0, \delta \text{ max}) \\ 0 & \text{pour } \delta > \delta \text{ max} \end{cases}$$

$$\text{Avec } Cr_{D_1,D_2}(\delta) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \delta < D_2 \\ 1 & \text{pour } D_1 < \delta < D_2 \\ 0 & \text{pour } \delta > D_2 \end{cases}$$

$$T.F_{cos}\left[P(\delta) \times A(\delta)\right] = T.F_{cos}\left[1\right]_{\delta max} - T.F_{cos}\left[Cr_{D_1,D_2}(\delta)\right]$$

$$\text{or } T.F_{cos}\left[Cr_{D_1,D_2}(\delta)\right] = \frac{2 \sin\left(2\pi\sigma \frac{D_2 - D_1}{2}\right)}{2\pi\sigma} \cos 2\pi\sigma \frac{D_1 + D_2}{2}$$

ce qui donne une fonction de largeur $d\sigma = \frac{1}{D_2 - D_1} = \frac{1}{\Delta}$ et de hauteur $D_2 - D_1$, modulée à une période $\sigma_p = \frac{2}{D_1 + D_2} = \frac{1}{D_m}$ qui est donc d'autant plus courte que l'accident se produit vers la fin de l'interférogramme. La première fonction en général très large est de peu d'effet. On obtient en définitive la fonction d'appareil normale de hauteur 1 accompagnée d'une sinusoïde parasite d'amplitude $\frac{\Delta}{\delta \text{ max.}}$

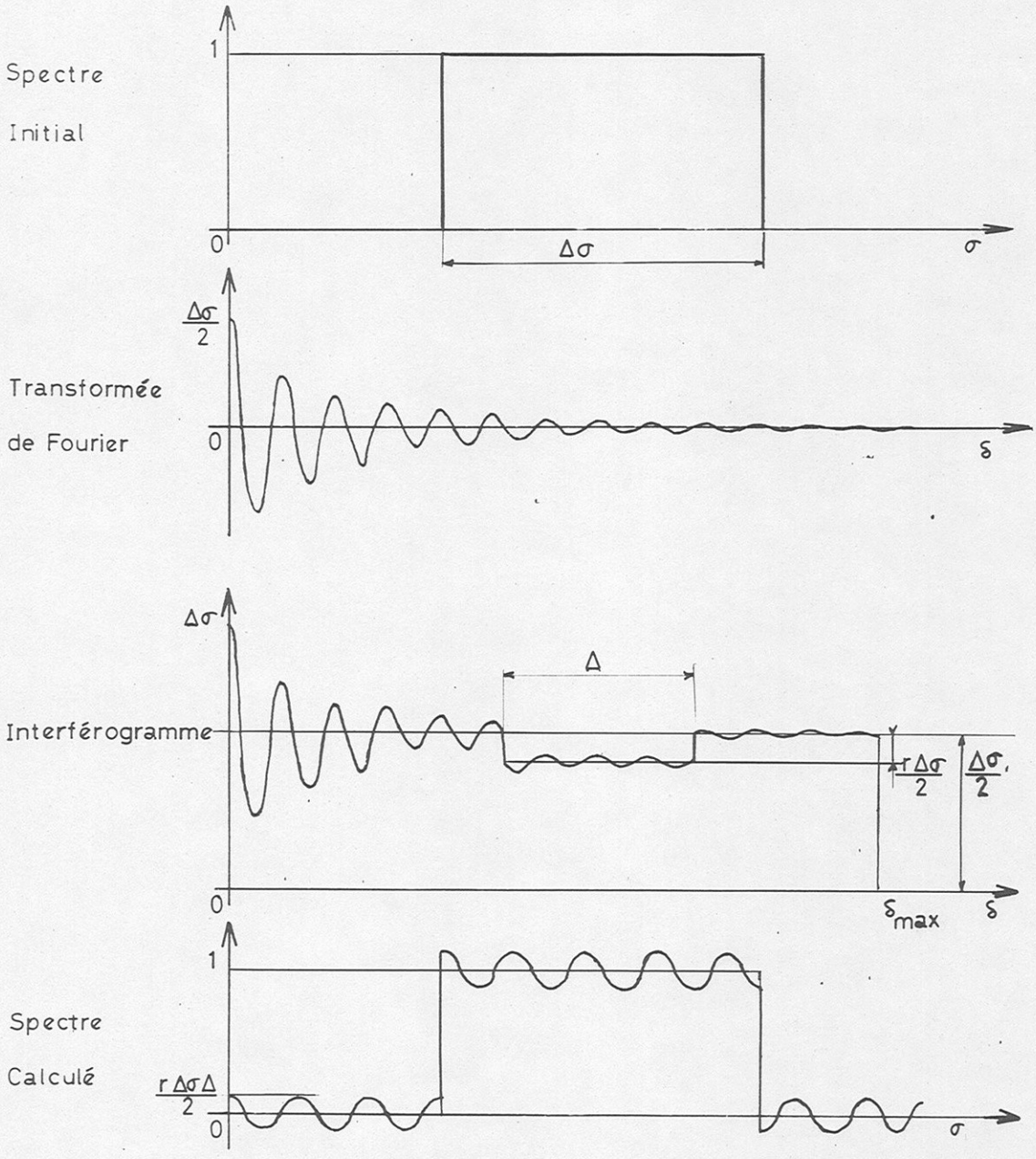


Fig : 11 EFFETS sur le SPECTRE d'une VARIATION d'INTENSITÉ avec un INTERFÉROMÈTRE NON ÉQUILIBRÉ

b) Fluctuations du fond continu

α) Interféromètre non équilibré

Mais un interféromètre de Michelson à la différence de marche δ donne un signal :

$$J(\delta) = \frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)\,(1 + \cos 2\pi\sigma\delta)\,d\sigma$$

Sa détermination précise implique la connaissance à chaque instant de :

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)\,d\sigma$$

intensité totale de la source, valeur moyenne du signal enregistré que nous appelerons fond continu.

Il est important de voir dans ce cas les effets des fluctuations d'intensité. A titre d'exemple (fig.11), soit un spectre d'intensité moyenne 1, de largeur $\Delta\sigma$. L'interférogramme a une valeur moyenne proportionnelle à $\frac{\Delta\sigma}{2}$ et l'intensité à la différence de marche 0 est égal à $\Delta\sigma$. Supposons au point D_m une variation accidentelle de r% de l'intensité moyenne pendant un temps correspondant à une avance Δ de la différence de marche. Cet accident va ajouter au spectre la T.F. d'une fonction rectangle déplacée de D_m par rapport à 0, de largeur Δ, de hauteur $r\left[\frac{\Delta\sigma}{2}\right]$ c'est-à-dire :

$$r\left[\frac{\Delta\sigma}{2}\right]\frac{\Delta \sin \pi\sigma\Delta}{\pi\sigma\Delta} \times \cos 2\pi\sigma D_m$$

Δ est petit donc $\frac{\sin \pi\sigma\Delta}{\pi\sigma\Delta}$ très large et en fait au spectre se trouve superposée une sinusoïde parasite d'amplitude $r\left[\frac{\Delta\sigma}{2}\right]\Delta$ ($\Delta\sigma$ en cm^{-1}, Δ en cm) de l'intensité moyenne du spectre. Une application numérique peut en montrer l'importance. L'interférogramme est enregistré par une méthode "pas à pas" (21) avec Q points. Le pouvoir de résolution est $d\sigma = \frac{1}{Qh}$ h valeur d'un pas. Le spectre comporte M éléments spectraux $\Delta\sigma = \frac{M}{Q\,h}$

Par ailleurs $\Delta = nh$ donc :

$$r\left[\frac{\Delta\sigma}{2}\right]\Delta = \frac{r\,M\,n}{2\,Q}$$

Si la perturbation a une durée t, le temps total de mesure étant T on peut écrire :

$$r\left[\frac{\Delta\sigma}{2}\right]\Delta = \frac{r\,M\,t}{2\,t}$$

Pour une variation de l'intensité de la source r = 1% pendant 10^{-4} fois ladurée de mesure, étudiée avec $M = 10^4$ éléments spectraux la hauteur pic à pic de la sinusoïde est de 1%*

La scintillation apparait donc particulièrement nuisible par les fluctuations du Fond continu qu'elle occasionne. Cette variation d'intensité a également un effet sur la fonction d'appareil comme il a été vu au 2) -a en ajoutant à la fonction normale une sinusoïde de même période mais l'amplitude est avec les données numériques précédentes, 10^{-6} fois celle du pic central, donc négligeable. C'est le premier effet qui est prépondérant et qu'il faut éliminer.

β) Interféromètre équilibré

Une solution a été fournie par FELLGETT (8) avec un interféromètre où les miroirs plans de l'interféromètre classique sont remplacés par des trièdres ce qui permet d'accéder aux deux systèmes d'interférence. Ainsi à une sortie,comme le montre la figure 12 on a les interférences transmises :

$$J_1(\delta) = \frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)\,(1 + \cos \pi\sigma\delta)\,d\sigma$$

les interférences réfléchies à l'autre :

$$J_2(\delta) = \frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)\,(1 - \cos 2\pi\sigma\delta)\,d\sigma$$

Note*: Plus le nombre d'éléments spectraux est élevé, plus un accident même de courte durée par rapport au temps total de mesure devient nuisible.

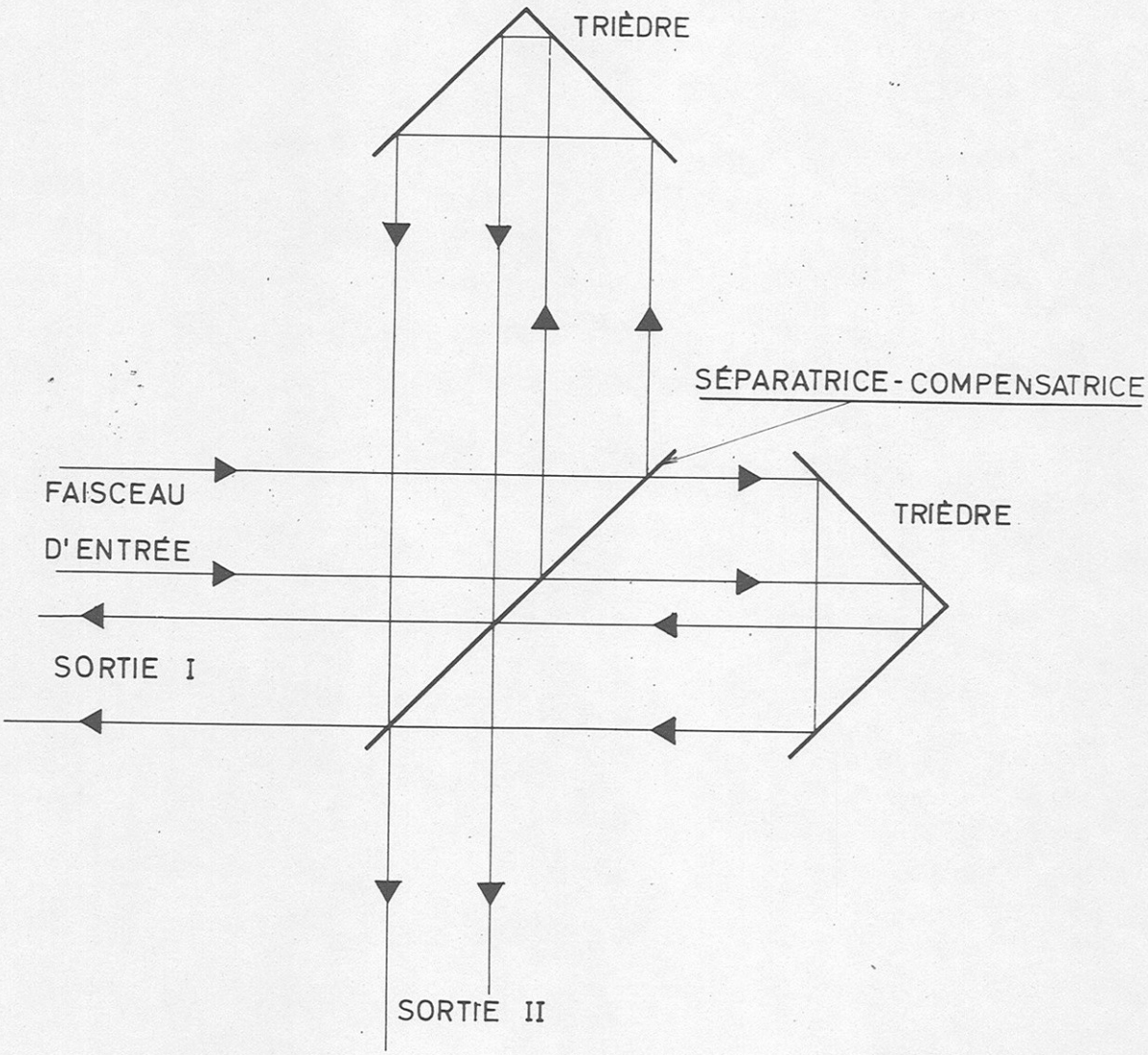


Fig : 12 INTERFEROMETRE A DOUBLE SORTIE

L'interférogramme est débarrassé automatiquement du terme continu. Les effets désastreux de la scintillation sont théoriquement supprimés.

En fait ceci suppose que l'interféromètre soit parfaitement équilibré c'est-à-dire que la séparatrice donne $R = T = 0,5$, sans absorption (ce qui n'est possible que dans un domaine spectral étroit) ; que les pouvoirs réflecteurs des miroirs soient identiques , Il y a dans la pratique un défaut d'équilibrage qui fait que l'interférogramme a une valeur moyenne certe inférieure à $\frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)\, d\sigma$ mais qui n'est pas 0. Nous avons pu mesurer une valeur moyenne de l'interférogramme qui est 1/10 de l'intensité de la source, c'est-à-dire que cette fois il faut une variation de celle-ci de 1/10 avec les données numériques de l'exemple précédent pour donner encore une ondulation de 1%. La correction est loin d'être complète*.

3) - Variation chromatique de transparence.

Dès lors l'interférogramme a pour expression :

$$I'(\delta) = \int_0^\infty B(\sigma)\, P(\sigma, \delta)\, A(\delta) \cos 2\pi\sigma\delta\, d\sigma$$

Ne connaissant pas $P(\sigma, \delta)$ qui représente la variation chromatique de transparence on ne peut prévoir le résultat.

En fait on ne réalise plus une transformation de Fourier, et en calculant la transformation de Fourier de $I'(\delta)$ la fonction résultante ne peut pas correspondre par réciprocité à la fonction d'entrée $B(\sigma)$. On obtient un pseudo-spectre qui n'a rien à voir avec le spectre attendu. Toutefois si $P(\sigma, \delta)$ peut être mis sous la forme :

$$T(\sigma) \times S(\delta)$$

on est ramené au cas précédent, lorsque l'intensité globale change.

Le spectre recherché est comme vu à travers $T(\sigma)$. En pratique on est dans ce cas si l'on considère que l'essentiel de la variation chromatique de

---

Note*: Nous utilisons toute fois systématiquement ce type d'interféromètre car il conserve l'avantage de ne pas perdre 50% du flux incident.

transparence en IR provient de la vapeur d'eau. T (σ) représente le spectre d'absorption de la vapeur d'eau tellurique et S(δ) sa fonction de fluctuation au cours de l'enregistrement. En fait ceci n'est pas absolument rigoureux car au long du spectre les fluctuations provenant des variations de quantité de vapeur d'eau n'entrainent pas une simple atténuation des raies, le profil des bandes change. Mais en se limitant à des domaines spectraux choisis en dehors des bandes saturées cette approximation peut-être valable et l'on évite ainsi ces effets de chromatisme.

4°) Inhomogénéité de l'éclairement de l'onde incidente.

Nous venons de traiter de la variation globale de l'intensité de la source, mais dans la partie I de ce chapitre nous avons essayé de mettre en relief la présence simultanée d'une scintillation locale de l'onde incidente. Supposons que nous utilisions un interféromètre à double sortie (fig.12) qui par un équilibrage approché minimise les variations totales d'intensité, que l'image du miroir primaire du télescope est formée sur les détecteurs pour éviter les effets des mouvements turbulents de la source sur la surface sensible. Il n'en demeure pas moins que les faisceaux élémentaires qui forment cette image de contour fixe sont instables (soubressauts, bouillonnements). Or après avoir traversé l'optique d'entrée le faisceau est séparé par l'interféromètre en deux ondes partielles qui se subdivisent à nouveau pour donner deux systèmes d'interférence complémentaires. Ces ondes suivent des chemins distincts. Les défauts de surfaçage des pièces optiques, d'homogénéité de la matière traversée, de déphasage des miroirs font que deux ondes qui interfèrent ne sont pas rigoureusement superposables.

De par la turbulence de l'onde incidente il y a variation aléatoire de l'état d'interférence et des intensités dans le champ. Or la comparaison se fait électriquement entre les deux systèmes d'interférence, donc entre deux signaux provenant de détecteurs différents. Il est bien connu que la surface sensible des détecteurs semi-conducteurs est peu homogène pouvant présenter d'un point à un autre des écarts de sensibilité de 100%. Ceci introduit la principale cause de dissymétrie. On peut montrer en définitive d'après des calculs détaillés dans l'Annexe I que l'on arrive à une expression de

l'interférogramme enregistré, pour une source de densité spectrale $B(\sigma)$, de la forme :

$$I(\delta) = \underbrace{F(\delta) \int_0^\infty B(\sigma)d\sigma}_{\text{terme continu}} + \underbrace{\Psi(\delta) \int_0^\infty B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta d\sigma}_{\text{terme d'interférence}} \underbrace{A(\delta,\delta max)}_{\text{fonction d'apodisation}}$$

$F(\delta)$ et $\Psi(\delta)$ tiennent compte de toutes les inhomogénéités. Ce sont deux fonctions aléatoires qui peuvent se développer en la somme d'un terme proportionnel à l'intensité globale incidente et des termes qui dépendent de la scintillation locale de l'onde, de toutes les inhomogénéités de l'optique, des récepteurs. Elles ne sont donc pas parfaitement correlées entre elles et ne sont que partiellement cohérentes avec les fluctuations de l'intensité collectée. Le spectre calculé va donc être la somme :

- de la transformée du fond continu : fonction présentant un pic important à la fréquence zéro et une diminution avec les fréquences croissantes (la scintillation à grossièrement un spectre en 1/f (fig.8) mais des ondulations, assez intenses peuvent s'étendre très loin (voir exemple fig. 13 -A, page 43).

- du spectre vrai convolué par T.F. $[\Psi(\delta)A(\delta,\delta max)]$: fonction d'appareil qui présente un bruit supplémentaire suivant les fréquences contenues dans $\Psi(\delta)$.

Il est a retenir principalement que l'agitation atmosphérique ne se manifeste pas uniquement par la scintillation de l'énergie collectée comme on peut le penser en première analyse vu que la qualité des images, indispensable en spectroscopie astronomique classiqueest secondaire ici. Les fluctuations locales du faisceau qui peuvent avoir une amplitude très importante même si la scintillation globale est mineure ont des effets graves. Particulièrement en travaillant à haute résolution les détails utiles de l'interférogramme à grande différence de marche deviennent une très petite fraction de l'intensité du pic central. Ils se trouvent superposés à des fluctuations d'amplitude souvent plus grande du fond continu. Donc, en fait les détails de plus en plus fins du spectre se trouvent masqués par des ondulations parasites de même résolution.

On atteint là une manifestation de la turbulence propre à la spectroscopie par T.F. qui a été l'obstacle qu'il a fallu vaincre pour franchir un pas important en pouvoir de résolution.

5°) Autres causes de distorsion dans un spectre astronomique.

Nous passons à deux autres causes d'erreur dont bien qu'elles puissent être aisément corrigées comme nous le verrons au chapitre suivant, il importe de tenir compte :

a) erreurs de guidage du télescope.

Aux mouvements turbulents de l'image au foyer du télescope s'ajoute une dérive lente du fait que celui-ci ne corrige pas exactement le mouvement diurne. Ces erreurs de guidage peuvent, si l'on ne fait pas de "rappels" assez fréquents donner des baisses notables d'éclairement en faisant sortir l'image du champ de pleine lumière. Les conséquences sur les spectres sont celles des variations globales d'intensité (§ 2°)

b) effet de la variation de distance zénithale

Pour obtenir un rapport S/B correct dans un spectre, l'intensité de la source étant imposée, l'autre paramètre dont on dispose est le temps d'observation. Mais les conditions d'observation changent, en particulier par le mouvement diurne la distance zénithale z de la source varie. En dehors des effets accrus de turbulence quand z augmente, qui font exclure $z > 60°$, l'intensité moyenne de la source décroit du fait qu'elle est vue à travers une épaisseur croissante d'atmosphère. Si $B_o(\sigma)$ est la densité spectrale de la source en dehors de l'atmosphère elle sera pour l'observateur :

$$B_o(\sigma)_e^{-mk\sigma \operatorname{Sec} z}$$

$k\sigma$: coefficient d'absorption par gramme de l'atmosphère

m: masse d'air au zénith.

On est donc en face d'une variation systématique de l'intensité de la source au cours de l'enregistrement de l'interférogramme. On peut montrer (Annexe II) qu'en dehors des bandes d'absorption tellurique (k_σ constant) l'intensité varie approximativement de manière parabolique avec le maximum au

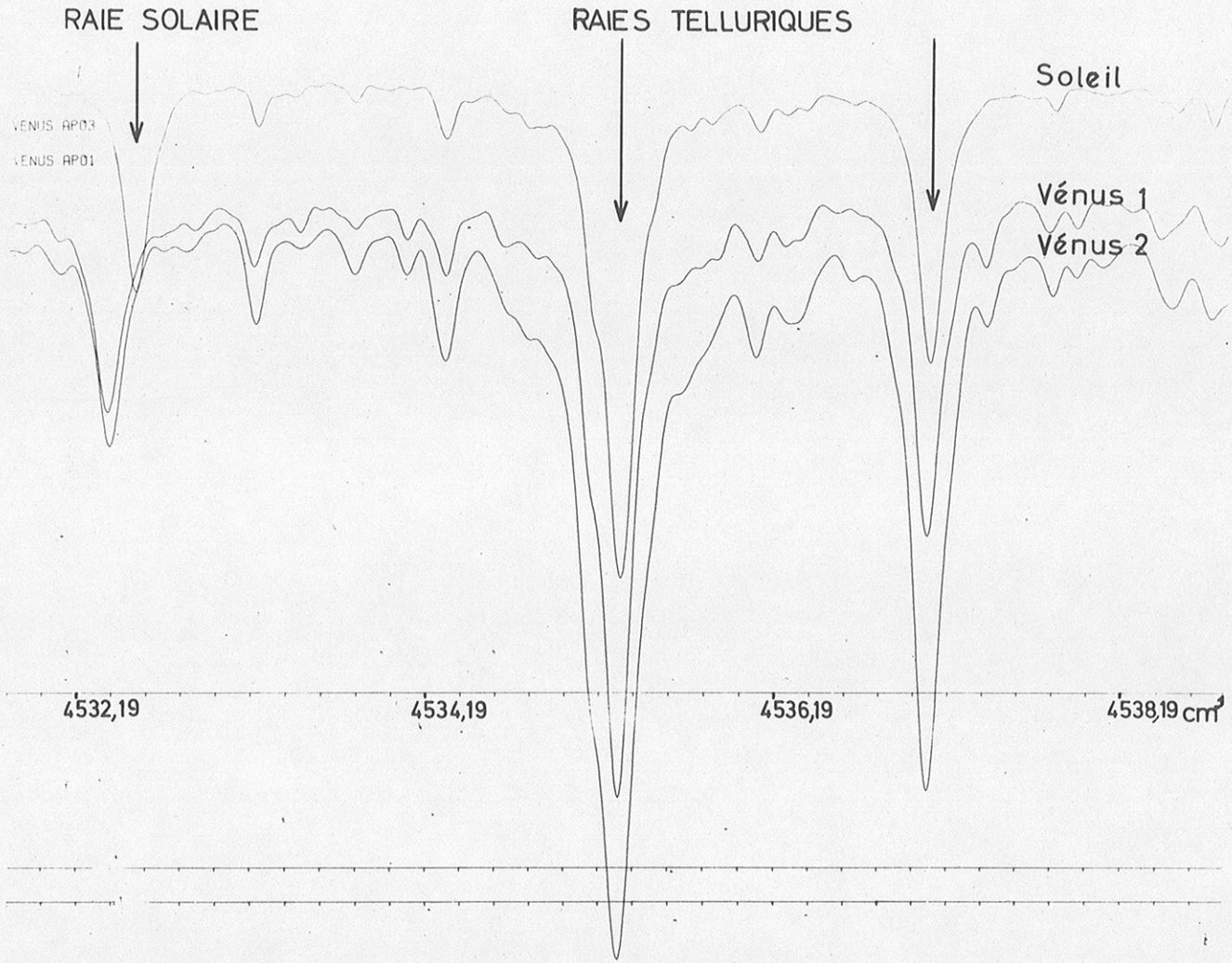


Fig.14

APPRONDISSEMENT DES RAIES TELLURIQUES PAR VARIATION DE DISTANCE ZENITHALE AU COURS DE L'ENREGISTREMENT.(Vénus1: pris au voisinage du méridien-Vénus2:pris bas sur l'horizon)

passage du méridien. Si l'enregistrement est effectué avant le méridien, l'intensité va croissant du début à la fin. Elle passe par un maximum s'il est fait de part et d'autre et décroit s'il est effectué après le méridien. On calcule la fonction d'appareil dans chacun de ces cas. La fonction d'appareil:

- est affinée, mais avec des pieds importants pour un enregistrement avant le méridien.
- n'est pratiquement pas modifiée, lorsque le passage du méridien se situe au milieu de l'enregistrement.
- est élargie pour un enregistrement débutant après le passage du méridien.

Dans les zones d'absorption tellurique on peut montrer que, dans le spectre calculé les raies telluriques et les raies extra-terrestres(solaires et planétaires pour les spectres que nous avons enregistrés) sont affectées différemment par la variation de distance zénithale. Les raies planétaires et solaires sont moins profondes, tandis que les raies telluriques sont anormalement approfondies, au point de prendre des valeurs négatives (fig 14 portion de spectre de Vénus). Cet effet est maximum pour les spectres correspondants à des interférogrammes commencés ou finis loin du méridien.

III. - BRUIT ET ECHANTILLONNAGE.

Après avoir passé en revue toutes les causes de bruit, de variation de l'intensité qu'occasionne l'application à l'astronomie il faut maintenant relier tout ceci au mode d'enregistrement. L'interférogramme est enregistré par une méthode "pas à pas" qui a été décrite antérieurement (11), (21), (23). Elle permet de considérer comme résolu le problème crucial de la mesure de la différence de marche. Ces avantages ne sont plus à démontrer. Cette technique résulte de l'application du théorême de l'échantillonnage. L'interférograme se trouve multiplié par un peigne de Dirac de pas h, mais donc sa transformée de Fourier est convoluée par un peigne de pas 1/h. Les fréquences 1/h, 2/h, 3/h.. sont appelées: répétions de la fréquence zéro. Le vrai spectre et son image du côté des σ négatifs sont répétés à la période 1/h. La longueur des pas, pour avoir le maximum de précision est déterminée par un multiple d'une raie de

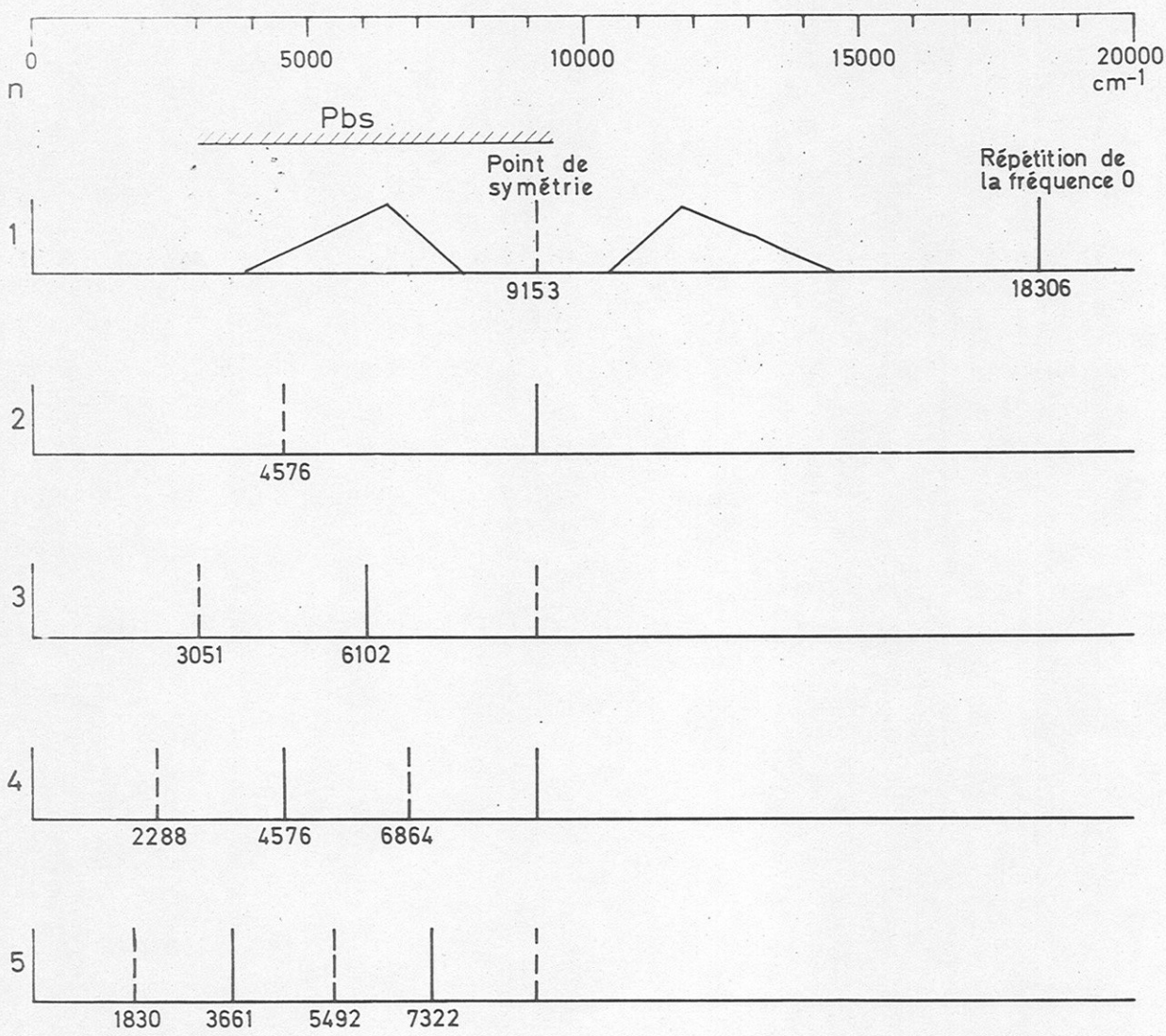


Fig.15

INTERVALLE SPECTRAL LIBRE OBTENU PAR ECHANTILLONNAGE DE L'INTERFEROGRAMME AVEC DES MULTIPLES (n) DE LA RAIE VERTE DU MERCURE

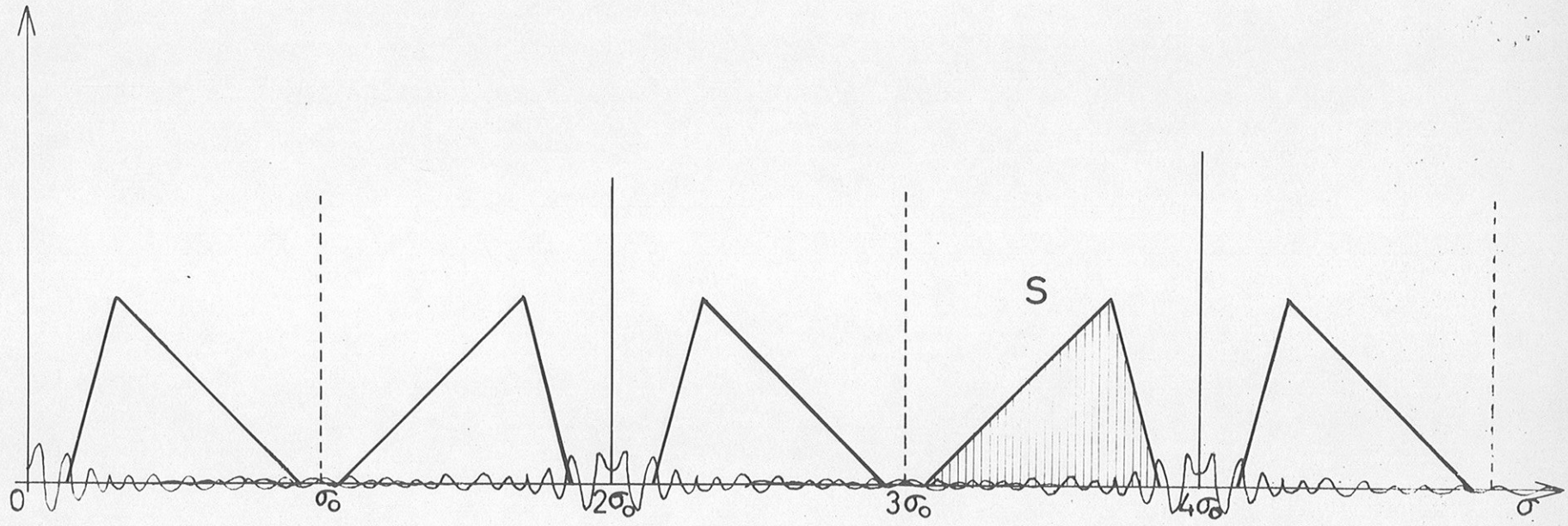


Fig:16 RÉPÉTITION du SPECTRE "S" et du SPECTRE du BRUIT de SCINTILLATION par L'ÉCHANTILLONNAGE de L'INTERFÉROGRAMME

référence $h=n\lambda_o$ (nous utilisons λ_o = 5461Å du mercure naturel pour toute différence de marche inférieure à 5cm; la même raie du mercure monoisotopique 198 pour aller jusqu'à 11cm limite de l'instrument actuel; la raie 6328 Å d'un laser He-Ne devra être utilisée pour un instrument à plus grand déplacement). Pour les valeurs successives de n on calcule les points de symétrie et les points de répétitions de la fréquence zéro. La figure 15 donne, jusqu'à n=5 ces fréquences. L'intervalle spectrale libre est $\Delta\sigma = \frac{\sigma_o}{2n}$ (σ_o nombre d'onde de la raie verte du mercure). Supposons que l'on étudie la région 5.600-7.000cm^{-1}, qui correspond effectivement à une fenêtre de transparence de l'atmosphère. On peut choisir pour l'échantillonnage optimum n=5 qui donne une symétrie à 5.490cm^{-1} et une répétition de la fréquence zéro à 7.320cm^{-1}. Une différence de marche qui correspond à 50.000 franges de la raie verte du mercure, soit une limite de résolution théorique de 0,37cm^{-1}* est atteinte en enregistrant 10.000 points de l'interférogramme. Mais par le jeu des répétitions le spectre du bruit au voisinage de la fréquence zéro se trouve également reproduit comme indiqué figure 16, et donc vient se superposer au spectre vrai, ce qui abaisse le rapport S/B. Le seul moyen est de suréchantillonner en prenant n=1 ou au mieux n=2, ce qui minimise, en donnant un intervalle libre plus grand, le recouvrement des deux spectres. Mais il faut enregistrer, dans l'exemple numérique donné, 25.000 points pour la même résolution, ce qui est particulièrement gênant lorsqu'on est limité par le temps de calcul. En fait pour avoir un spectre au bout d'un temps d'observation, de calcul raisonnable, présentant un rapport S/B correct la seule issue possible est d'abandonner la présomption d'atteindre la limite de résolution proposée au début (0,37cm^{-1})* et se contenter de 2cm^{-1}, ce qui permet d'enregistrer avec n=1 de l'ordre de 10.000 points avec une cadence de 1 point par seconde. C'est le raisonnement qu'il a fallu tenir au cours des observations de la planète Mars (printemps 1965) où les moyens de réduction des effets de la turbulence, qui sont décrits au chapitre IV, n'étaient pas en place, où de plus le programme de calcul avait une capacité limitée à 12.000 points d'entrée. Ceci montre assez la nécessité qu'il y a à mettre en oeuvre des techniques efficaces pour corriger chacun des effets que nous avons analysés dans ce chapitre, pour obtenir en astronomie les performances que promet la théorie.

---

* Note : en prenant pour définition: limite de résolution = $\frac{1}{\delta max}$

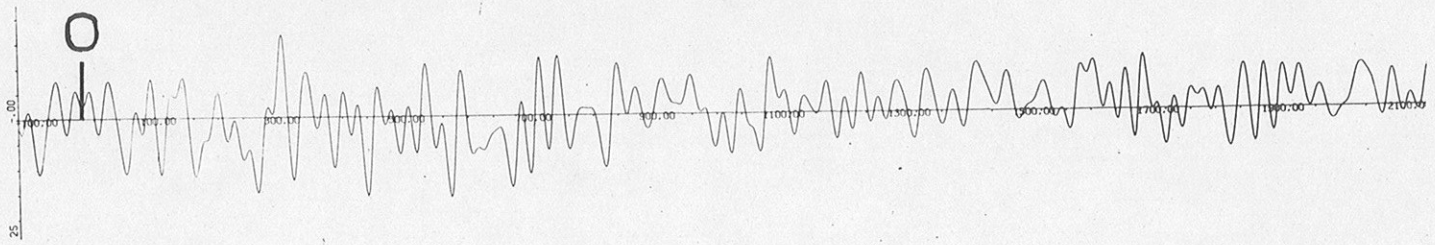


fig.13-A BRUIT DE SCINTILLATION AU VOISINAGE DE LA FREQUENCE ZERO

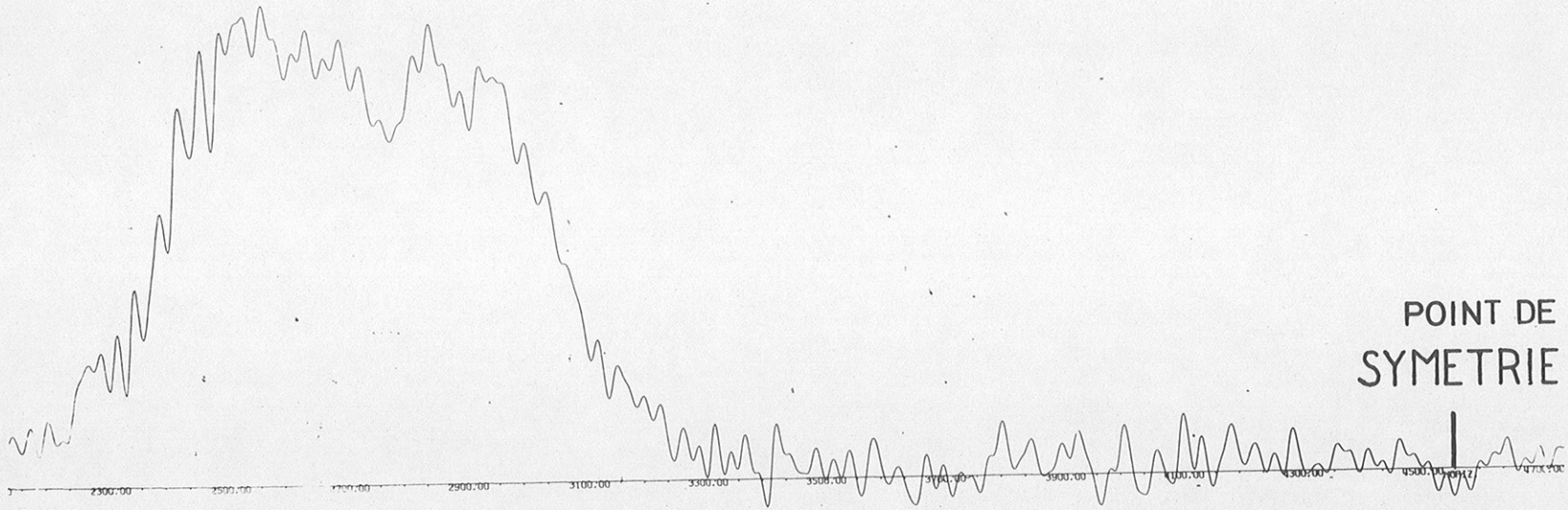


fig.13-B SUPERPOSITION DU SPECTRE VRAI AVEC LE SPECTRE DE SCINTILLATION

Note pour la Figure -13.

Il s'agit du calcul à basse résolution d'un interférogramme de Mars (24/3/1965 - 21h52 - 23h18. T.U.) avec un filtre qui limite la région 5 500 -7 000cm^{-1}, pris avec 2 franges par pas (n=2 fig 15)

Fig. 13. a : Le calcul a été fait à partir de la fréquence zéro pour mettre en évidence le spectre du bruit de scintillation. Il ne présente pas comme annoncé un pic à la fréquence zéro mais ceci n'est dû qu'à une opération comprise dans le programme de réduction des données. En effet la valeur moyenne de l'interférogramme enregistré est calculée pour donner un nouvel interférogramme de valeur moyenne nulle. Du fond continu de l'interférogramme reste les fluctuations, mais au voisinage de la valeur 0. C'est une partie de la transformée de Fourier de cette fonction que représente la figure. On remarque la lente décroissance de ce bruit.

Fig. 13.b : C'est la suite du résultat du calcul. L'interférogramme ayant été enregistré avec n=2 on obtient un point de symétrie à 4576 cm^{-1} et donc une image du spectre par rapport à ce point. Cette portion du tracé montre, transposée dans le domaine "image" la superposition du spectre vrai avec le spectre de scintillation. Le rapport S/B n'est pas très bon. Il varie à peu près entre 10 et 20 d'un bout à l'autre du spectre. Ceci confirme bien la réelle difficulté que présente le bruit de scintillation pour l'application de la T.F. en astronomie.

CHAPITRE III

MOYENS DE CORRECTION MIS EN OEUVRE.

Afin d'obtenir des spectres planétaires (ou stellaires) avec un pouvoir de résolution et une précision jamais encore atteints il a fallu, à propos de chacun des phénomènes décrits précédemment, qui est une cause de détérioration des spectres imaginer un système de correction adapté. Ceci a conduit nécessairement à compliquer passablement l'appareil.

I GUIDAGE PHOTO-ELECTRIQUE.

1) But.

En décrivant les aspects de la turbulence nous avons indiqué que les directions des rayons lumineux sont constamment en mouvement. Il en résulte que toute section du faisceau défini par le télescope, en dehors des images du grand miroir (pupille d'entrée du système) est instable. Nous avons vu que, tombant sur des pièces optiques imparfaites ceci contribuait au résidu incohérent du fond continu dans l'interférogramme enregistré. L'observation de l'image de la source en bouillonnement continuel permet au mieux de mettre en évidence l'instabilité du faisceau. Par ailleurs les erreurs de guidage du télescope, qui se présentent sous la forme d'une dérive déterminent un mouvement d'ensemble de l'image dans le champ. Un système dont le but est double :

- corriger les mouvements du faisceau avant l'entrée dans l'interféromètre.
- corriger les dérives du guidage automatique

est installé entre la sortie du télescope et l'entrée de l'interféromètre

2) Principe

Il s'agit donc d'asservir le centre de l'image planétaire à rester

fixe sur l'axe optique de l'interféromètre. L'image de la source est formée sur le sommet d'une pyramide dont les quatre faces sont des miroirs. Elle éclaire ainsi quatre photomultiplicateurs placés en regard. La différence des courants de deux PM face à face donne un signal d'erreur correspondant aux coordonnées du déplacement de l'image par rapport à l'axe situé dans le plan d'incidence des deux miroirs correspondants. Ce signal après amplification est envoyé à un électro-aimant qui fait tourner dans la direction souhaitée un petit miroir placé sur le faisceau, pour recentrer l'image.

3) Description (Fig.17 et 18)

L'image de la planète au foyer du télescope est transportée en P par une optique intermédiaire de grandissement inférieur à 1 (qui sera décrite au chapitre V). Une lame mince L (film de Mylar e=6μ) tendue et collée sur un support, inclinée à 45° sur le faisceau, réfléchit 8% de la lumière pour former l'image P' de la planète sur la pointe de la pyramide. L'angle entre deux faces opposées est de 90°. Celle-ci est taillée dans un cylindre de verre (Ø=20). Les quatre faces polies sont aluminées. Les quatre PM (1P21) sont disposés le plus près possible, en regard de chaque miroir. Le tout est placé dans une boite étanche à la lumière parasite. Le miroir M, placé avant P porte le moteur de l'asservissement. Un barreau aimanté, collé au centre de sa face arrière est situé au centre de deux entrefers d'électro-aimants disposés à 90° (l'un est vertical, l'autre horizontal). Chaque électro-aimant est alimenté par le signal d'erreur donné par la paire de PM correspondante. Il convient donc de régler soigneusement la pyramide pour que l'orientation des normales à ses faces coïncide avec les directions d'asservissement. Le miroir M est relié au bati qui porte les pièces polaires par un flector. L'ensemble peut tourner pour les réglages, autour d'un axe horizontal et d'un axe vertical passant par le centre du miroir (donc identiques aux directions d'asservissement)L'amortissement mécanique de l'asservissement est obtenu en plaçant l'aimant dans dans un petit réservoir d'huile à haut coefficient de viscosité, monté en sorte qu'il ne gène pas les mouvements du miroir.

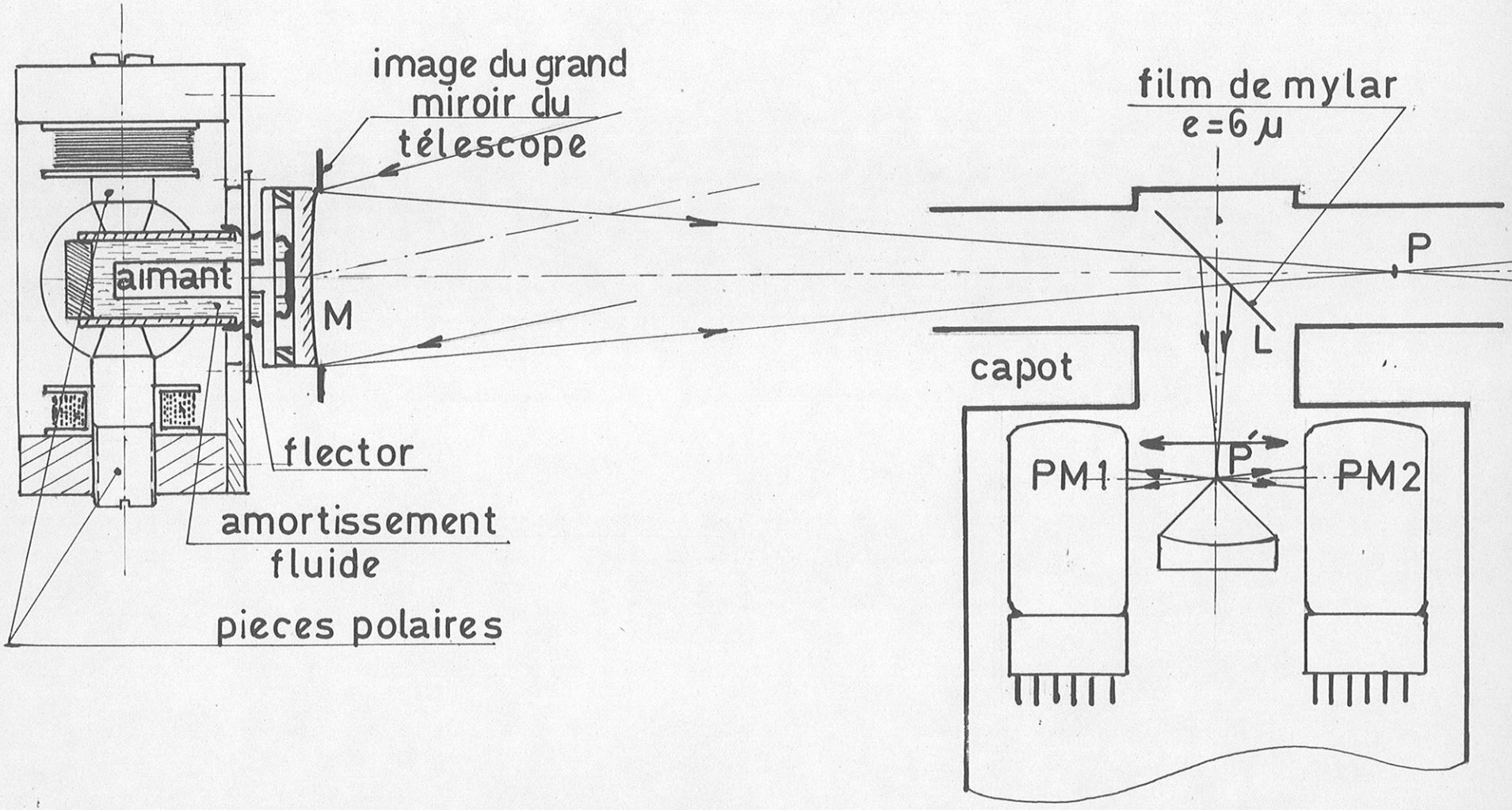


fig.17

SCHEMA OPTIQUE ET MECANIQUE DU SYSTEME DE GUIDAGE PHOTO-ELECTRIQUE

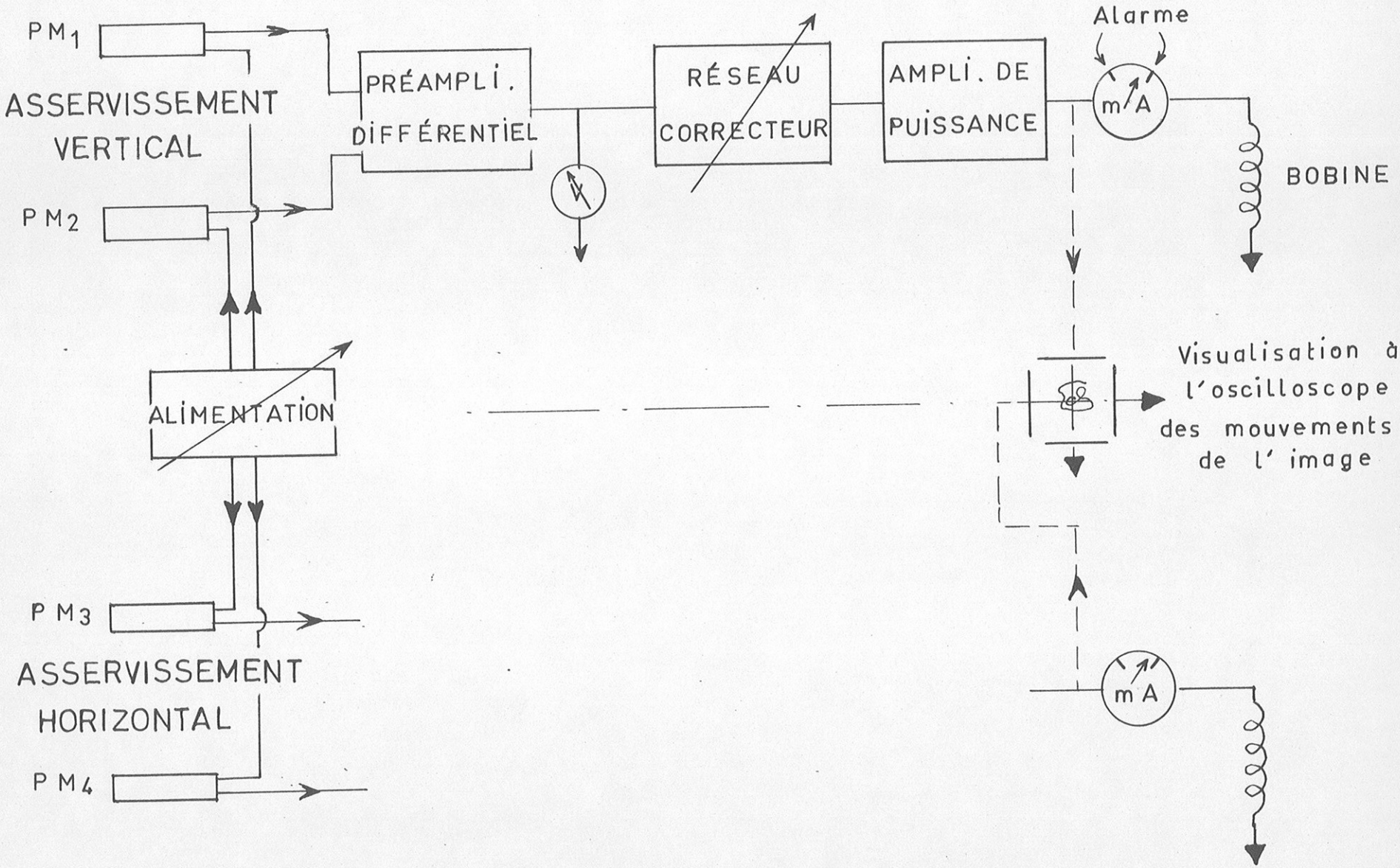
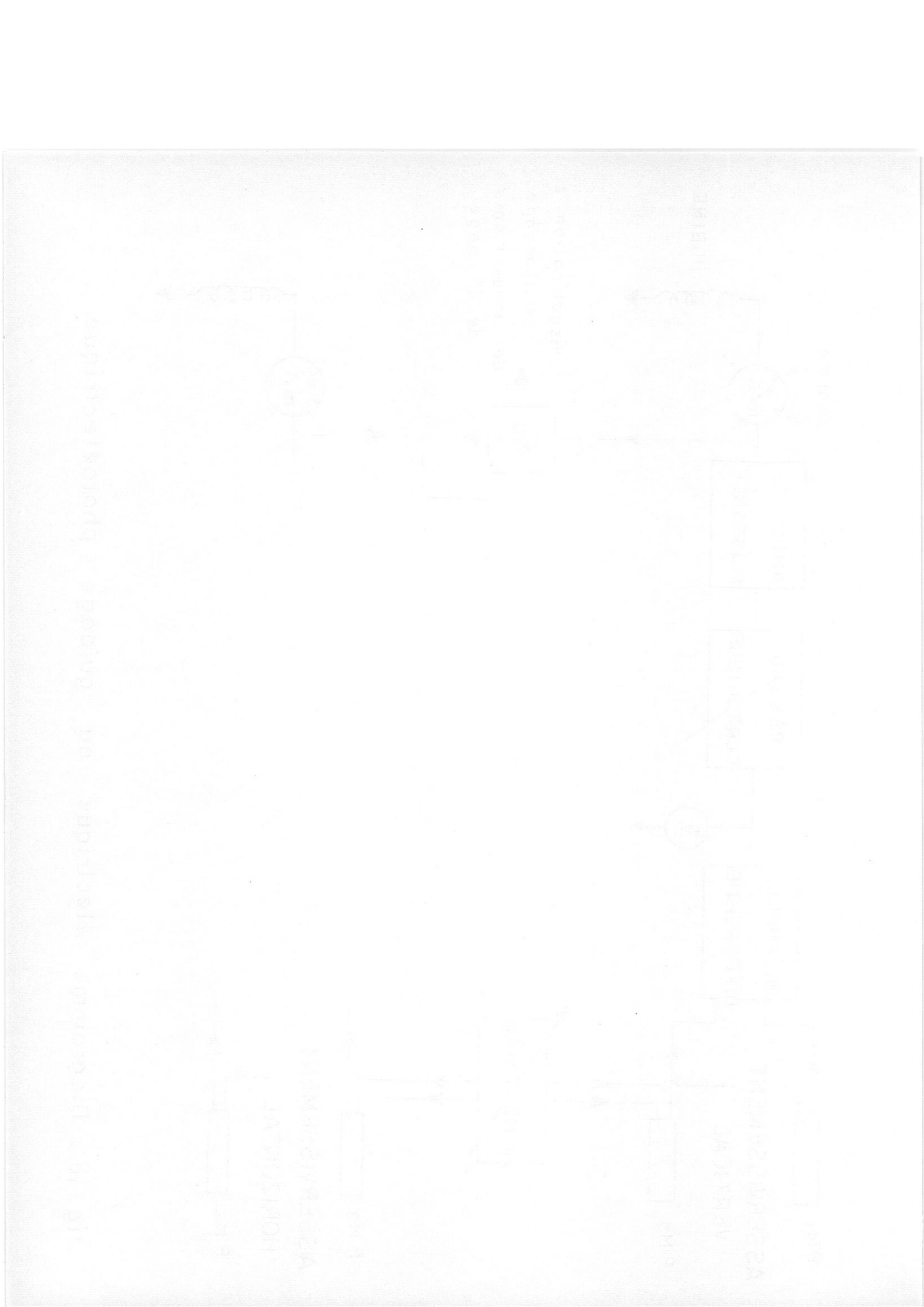


fig. 18 _ Diagramme électrique du guidage photoélectrique .



Du point de vue optique, il faut prendre la précaution indispensable de former l'image du grand miroir du télescope sur le miroir M de l'asservissement. Sinon en fixant l'image de la planète on donnerait un mouvement turbulent à la pupille de sortie du système. Par ailleurs une lentille de champ placée au voisinage de P' forme approximativement l'image de M sur les quatre PM, ce qui permet de donner au système de guidage un champ identique à celui du télescope.

Un système basé sur le même principe mais quelque peu modifié a été construit pour les observations de Vénus. En effet, celles-ci se faisant de jour, le ciel aurait constitué un fond parasite trop important pour permettre un fonctionnement sûr de l'asservissement. Partant du fait qu'en utilisant la partie orange-rouge de la lumière le contraste entre le ciel et la planète s'accroît, les quatre 1P21 ont été remplacés par des photomultiplicateurs sensibles dans le rouge (RCA 7 102) ce qui a nécessité la construction d'un nouvel ensemble. De plus un diaphragme de $\varnothing$ =3mm a été placé exactement en P' (l'image de Vénus faisait $\varnothing$ = 1,6mm en cet endroit) et un filtre orange pour réduire au maximum la lumière parasite.

4) Réglages et performances.

Le système est réglé optiquement à l'aide d'une source intense qui figure la planète (image P' au point sur le sommet de la pyramide, orientation de celle-ci par rapport aux mouvements du miroir M). Elle est remplacée par une source de même dimension géométrique mais d'intensité réglable), appelée lampe-test, qui en simulant la planète permet d'ajuster le gain et le filtrage de l'asservissement.

Le temps de réponse du système est d'environ 10ms. Il permet de réduire de manière spectaculaire la turbulence de l'image. Par ailleurs il évite la surveillance visuelle constante de l'image au foyer coudé. Une correction du pointage du télescope est nécessaire seulement toutes les demi-heures. De toute manière il met en branle avant que l'image ne soit complétement sortie du champ un système d'alarme qui réveille l'observateur endormi!.

Par la turbulence l'image a un contour diffus donc en définitive c'est son "centre de gravité" qui est asservi. Les mouvements des rayons du faisceau ne sont pas corrigés, par contre ils ont une direction moyenne rendue fixe.

Mais ce dispositif qui est un appareil de zéro, travaille en continu, il a donc l'inconvénient d'être sensible aux dérives qui font que la position de repos du miroir M ne coïncide plus avec celle qui donne l'image initialement bien centrée sur la pyramide. D'autre part l'équilibrage des courants des photomultiplicateurs n'est valable que dans un domaine d'intensité lumineuse donnée. Aussi l'asservissement se dérègle quand l'intensité de la source change (ou doit être à nouveau réglé en passant à une source différente) pour finir par décrocher au-dessous d'un certain seuil, ce qui le rend en outre inutilisable pour des sources de magnitude un peu élevée*.

Dans les prochaines expériences un système très différent, mais classique, doit être installé. Un disque avec une ouverture semi-circulaire opaque, l'autre transparente tourne devant un photomultiplicateur. Quand l'image coïncide avec le centre de rotation le photomultiplicateur donne un courant continu mais si elle s'en écarte il donne un courant alternatif dont la phase dépend de la direction du déplacement. Ce système qui fonctionne en alternatif, avec un seul photomultiplicateur doit éliminer les inconvénients du précédent.

Note *: Le seuil pourrait être reculé en admettant plus de lumière dans le système à l'aide d'un filtre réfléchissant le visible et transmettent parfaitement l'infrarouge. Mais, tout en risquant de faire perdre quand même de l'infrarouge ce système introduit une lame à faces parallèles sur le faisceau ce qui a toujours pour effet, vue la faible ouverture du faisceau de créer un spectre cannelé qui peut être pris pour une bande d'absorption. L'appareil ayant été conçu essentiellement pour travailler sur les planètes sources brillantes, un tel système n'a pas paru nécessaire.

II - MODULATION EXTERNE.

1) But.

Comme pour toutes mesures spectrophotométriques en astronomie le rayonnement du fond du ciel constitue une source parasite. Il est surtout d'origine thermique (il s'y ajoute l'émission des pièces optiques du système) lorsque l'on travaille dans la fenêtre de transparence à 10μ. Dans la région 1 à 2,5μ où nous avons fait nos observations cette contribution est négligeable, mais il y a toutefois la lumière diffusée par la lune et l'émission de l'atmosphère qu'il est d'autant plus souhaitable de soustraire au flux reçu que l'on se propose d'obtenir des spectres à haute résolution. En effet, ce spectre parasite n'est pas uniforme. La région 1 à 2,2μ est dominée par le spectre d'émission de OH. Par ailleurs, pour Vénus observé de jour nous avions la lumière solaire diffusée qui est considérable. Les mesures suivantes, faites après le lever du soleil, vers 6h T.U. par ciel clair en indiquent l'importance pour les trois régions que nous avons étudiées:

Filtre isolant	: 4000-5000cm^{-1}	: 5500-7000cm^{-1}	: 7500-8500cm^{-1}
Fond du ciel / Vénus	0,015	0,016	0,026

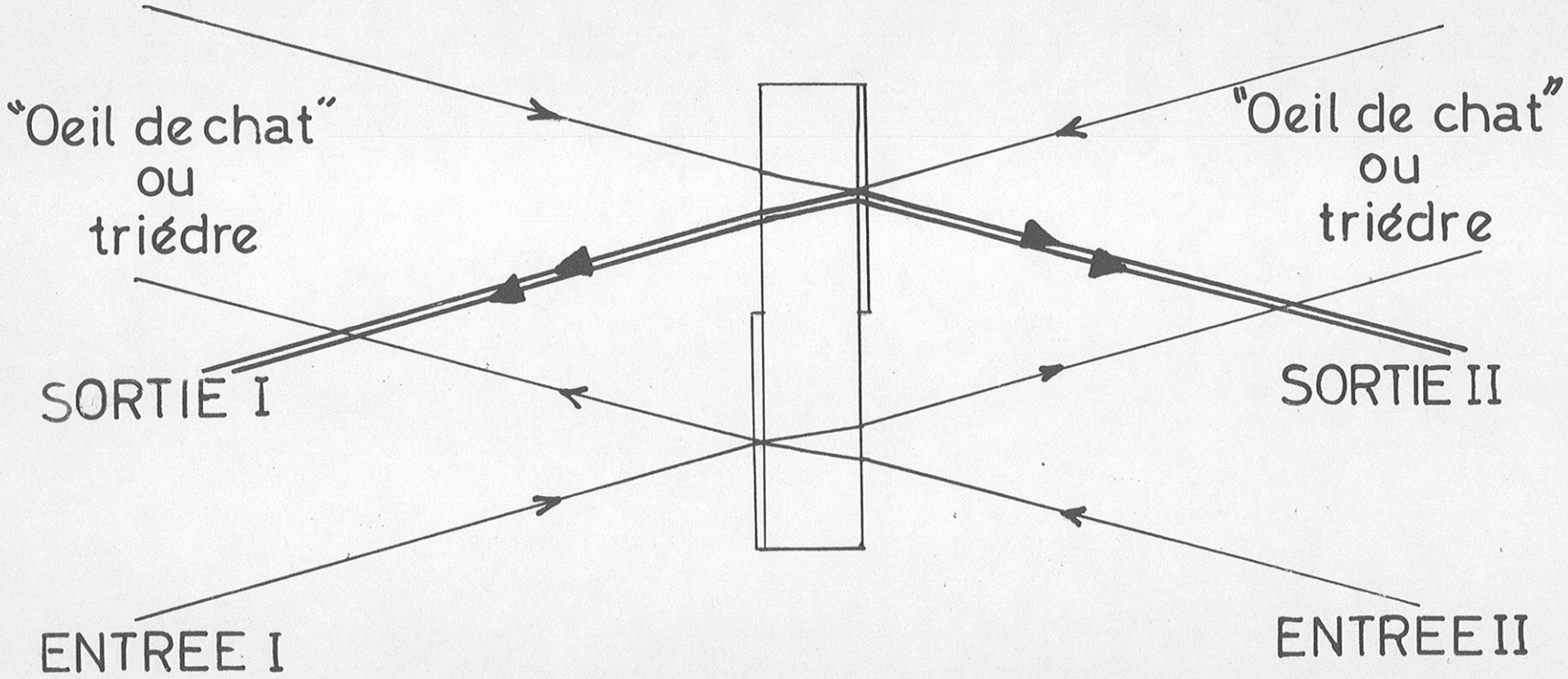
Ces valeurs sont obtenues en faisant le rapport pour chaque domaine spectral du maximum d'intensité dans le spectre du fond du ciel au maximum dans le spectre de Vénus .

Malheureusement les observations doivent être faites souvent à travers un voile de cirrus ce qui augmente la quantité de lumière diffusée. Nous avons donc cherché un système qui permette d'éliminer efficacement ce spectre parasite.

2) Principe.

a) Entrée différentielle

Un interféromètre à double sortie (fig.12) est aussi à double entrée (fig.19). Avec ce système l'opération de soustraction



UTILISATION DES DEUX ENTREES DE L'INTERFEROMETRE

fig:19

est facile à réaliser. Pour une différence de marche δ entre les bras,

$B(\sigma)$ à l'entrée I donne :

$$\frac{1}{2}\int B(\sigma)\,(1+\cos\varphi)\,d\sigma \qquad \text{sortie I}$$

$$\frac{1}{2}\int B(\sigma)\,(1-\cos\varphi)\,d\sigma \qquad \text{sortie II}$$

$C(\sigma)$ à l'entrée II donne :

$$\frac{1}{2}\int C(\sigma)\,(1-\cos\varphi)\,d\sigma \qquad \text{sortie I}$$

$$\frac{1}{2}\int C(\sigma)\,(1+\cos\varphi)\,d\sigma \qquad \text{sortie II}$$

Or $B(\sigma) = P(\sigma) + C(\sigma)$ avec

$P(\sigma)$: densité spectrale de la planète

$C(\sigma)$: densité spectrale du ciel

Si l'on envoie <u>simultanément</u> $B(\sigma)$ à l'entrée I et $C(\sigma)$ à l'entrée II on a :

$$\frac{1}{2}\int\left[P(\sigma)+C(\sigma)\right](1+\cos\varphi)\,d\sigma + \frac{1}{2}\int C(\sigma)\,(1-\cos\varphi)\,d\sigma \qquad \text{sortie I}$$

et

$$\frac{1}{2}\int\left[P(\sigma)+C(\sigma)\right](1-\cos\varphi)\,d\sigma + \frac{1}{2}\int C(\sigma)\,(1+\cos\varphi)\,d\sigma \qquad \text{sortie II}$$

soit

$$\frac{1}{2}\int\left[P(\sigma)+2C(\sigma)\right]d\sigma + \frac{1}{2}\int P(\sigma)\cos\varphi\,d\sigma \qquad \text{sortie I}$$

$$\frac{1}{2}\int\left[P(\sigma)+2C(\sigma)\right]d\sigma - \frac{1}{2}\int P(\sigma)\cos\varphi\,d\sigma \qquad \text{sortie II}$$

On a donc de chaque côté un signal comportant un fond continu, qui comprend le fond du ciel, et le terme d'interférence utile qui en est débarrassé. Théoriquement en faisant la différence de ces signaux on obtient :

$$\int P(\sigma)\cos\varphi\,d\sigma$$

interférogramme de la planète seule. Mais nous avons vu au chapitre II-B-5) qu'en pratique l'interféromètre n'est jamais correctement symétrique. D'une part les couches semi-réfléchissantes ne sont pas identiques et ne donnent pas sur tout le domaine spectral R = T = 0,5 ; d'autre part le réglage de chacune des entrées n'est jamais exactement le même; enfin par construction le système n'est pas symétrique pour les réflections parasites, comme le montre le tableau I.

Soit r_1, r_2, t_1, t_2 coefficients de réflection et de transmission de chacune des couches; t coefficient de transmission du dioptre air-verre de la séparatrice. Pour une amplitude 1 à chaque entrée, les amplitudes des faisceaux interférents sont :

TABLEAU I

	sortie I	sortie II
entrée I	$r_1 r_2 t \times t$ $t_1 t_2 t \times t$	$t_1 r_2 t$ $r_1 t_2 t$
entrée II	$r_1 t_2 t \times t^2$ $t_1 r_2 t \times t^2$	$r_1 r_2 t \times t$ $t_1 t_2 t \times t$

(le signe x distingue les traversées de la séparatrice avant ou après interférence)

Considérons les divers systèmes d'interférence pour une longueur d'onde donnée, tels que l'on ait un déphasage φ entre les ondes interférentes. Soit P et C les densités spectrales de la planète et du ciel à cette longueur d'onde ($T = t^2$, l'angle d'incidence sur la séparatrice étant faible, chaque expression doit être, en valeur absolue multipliée par T, nous le négligeons). On obtient le tableau suivant : TABLEAU II, qui donne la composition du signal à chaque sortie: valeur moyenne +terme d'interférence, sachant que l'on a la planète (donc avec le ciel) à l'entrée I, le ciel seul à l'entrée II.

T A B L E A U II

	S O R T I E I	S O R T I E II
ENTREE I P + C	$T(r_1^2 r_2^2 + t_1^2 t_2^2 + 2r_1 r_2 t_1 t_2 \cos\varphi)$	$t_1^2 r_2^2 + r_1^2 t_2^2 - 2r_1 r_2 t_1 t_2 \cos\varphi$
ENTREE II C	$T^2(r_1^2 t_2^2 + t_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 t_1 t_2 \cos\varphi)$	$T(r_1^2 r_2^2 + t_1^2 t_2^2 + 2r_1 r_2 t_1 t_2 \cos\varphi)$
VALEUR MOYENNE	$G_1 \left[(P+C)T(r_1^2 r_2^2 + t_1^2 t_2^2) + CT^2(r_1^2 t_2^2 + r_2^2 t_1^2)\right]$	$G_2 \left[(P+C)(r_1^2 t_2^2 + t_1^2 r_2^2) + CT(r_1^2 r_2^2 + t_1^2 t_2^2)\right]$
TERME D'INTERFERENCE	$+2G_1 r_1 r_2 t_1 t_2 \left[P + (1 - T)C\right] T$	$-2G_2 r_1 r_2 t_1 t_2 \left[P + (1 - T)C\right]$

G_1, G_2 coefficients d'amplifications pour les détecteurs placés à la sortie I et à la sortie II.

On voit qu'en faisant la différence des deux sorties on obtient une valeur moyenne non nulle à laquelle contribuent la planète et le ciel, (qui n'est pas génante tant qu'elle est stable). Le terme d'interférence n'est pas non plus complètement débarrassé du fond du ciel. En effet on obtient :

$$(G_1T + G_2)\left[P + (1 - T)C\right]\ r_1r_2t_1t_2\cos\varphi \qquad -1-$$

Le fond parasite est toutefois affaibli par ce procédé puisque l'on a : $P + (1 - T)C$, au lieu de $P + C$ en utilisant une seule entrée. C'est pourquoi nous avons fait plusieurs observations dans ces conditions (en particulier Jupiter).

b) Modulation externe

Pour éliminer totalement le fond du ciel dans l'interférogramme il faut utiliser un système à entrée différentielle alternée (que nous appelons "modulation externe"). Le calcul précédent -1- représente alors le signal pour la première alternance de la modulation où l'on a :

entrée I : $P + C$ entrée II : C

tandis que pendant la seconde alternance on a :

entrée I : C entrée II : $P + C$

Intéressons -nous dans ce cas au terme d'interférence, on trouve qu'il a pour expression :

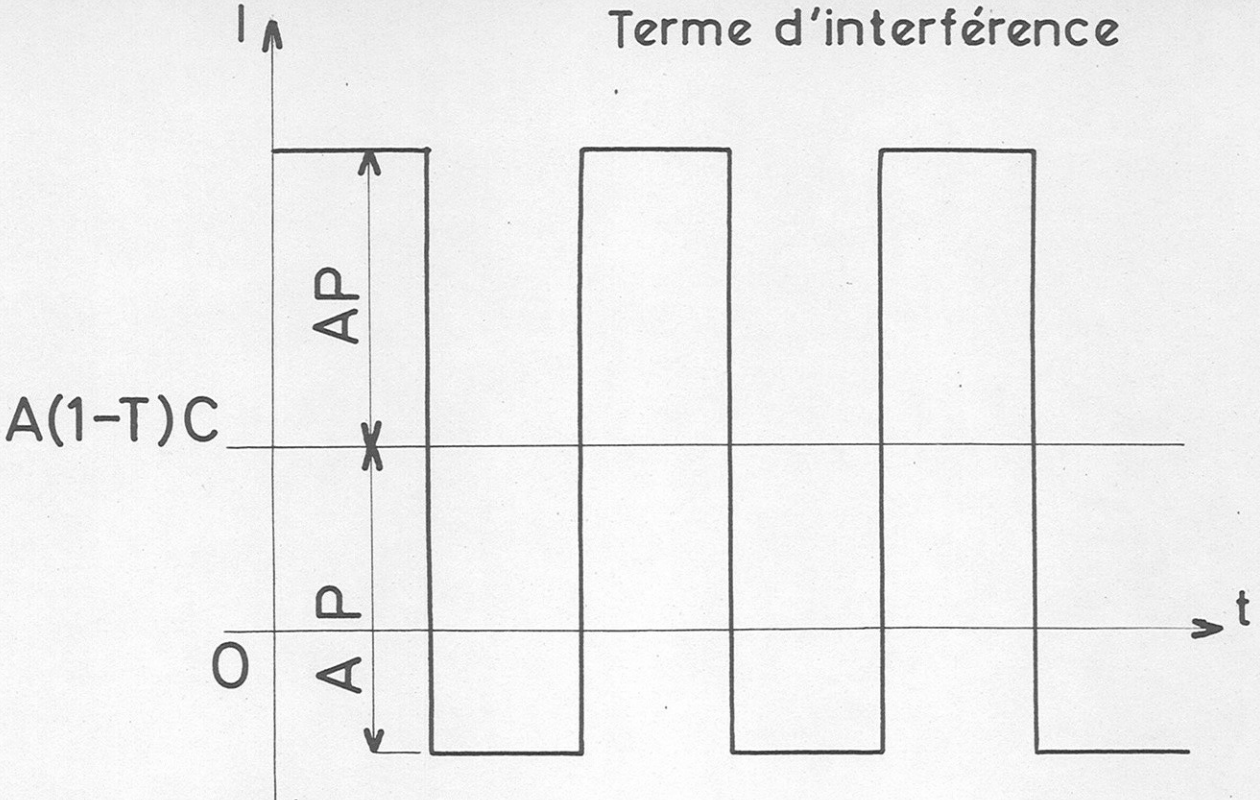
$$(G_1T + G_2)\left[(1 - T)C - P\right]\ r_1r_2t_1t_2\cos\varphi \qquad -2-$$

On obtient donc à la sortie de l'amplificateur différentiel, d'après les expressions -1- et -2-, le terme d'interférence sous la forme d'un signal alternatif, à la fréquence de basculement de la source à l'entrée, d'amplitude AP avec :

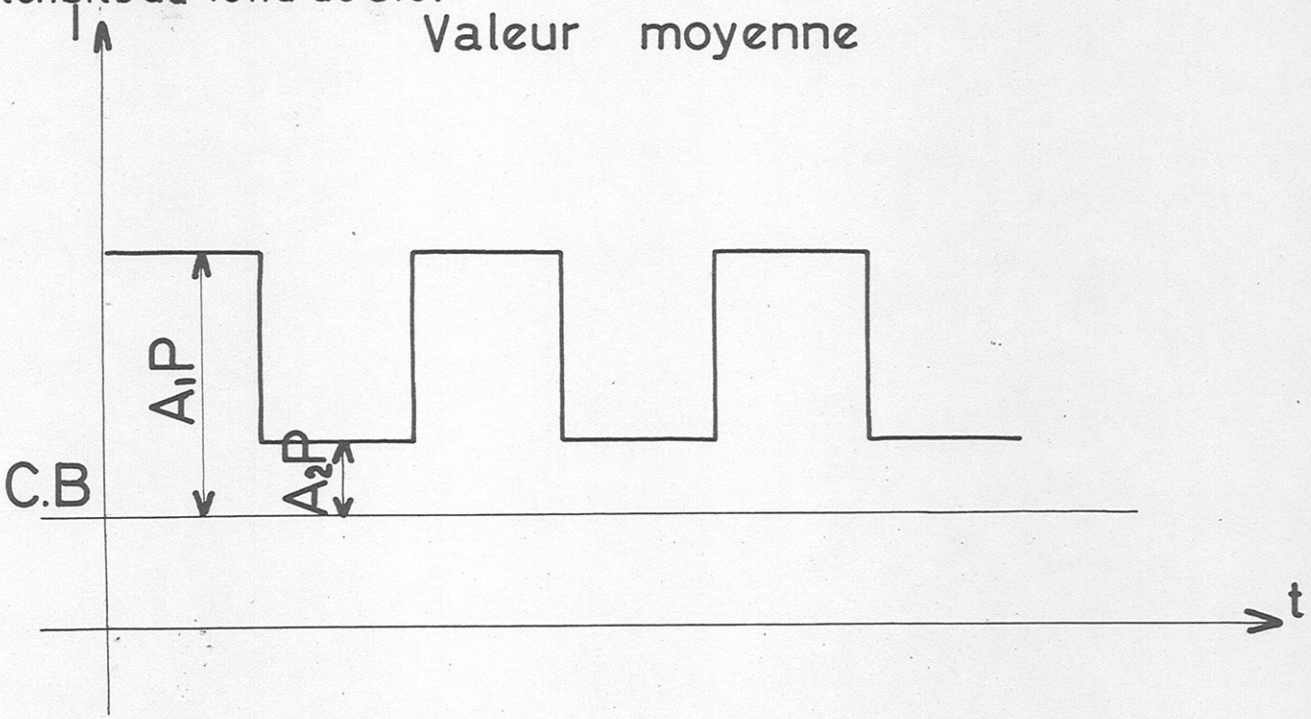
1ère alternance $A\left[(1 - T)C + P\right]$

2ème alternance $A\left[(1 - T)C - P\right]$

et $A = 2(G_1T + G_2)r_1r_2t_1t_2\cos\varphi$ (fig. 20)



P : Intensité de la Planète
C : Intensité du fond du Ciel



ELIMINATION DU FOND DU CIEL DANS L'INTERFEROGRAMME PAR MODULATION DES ENTREES DE L'INTERFEROMETRE (MODULATION EXTERNE)

Fig. 20

TABLEAU III

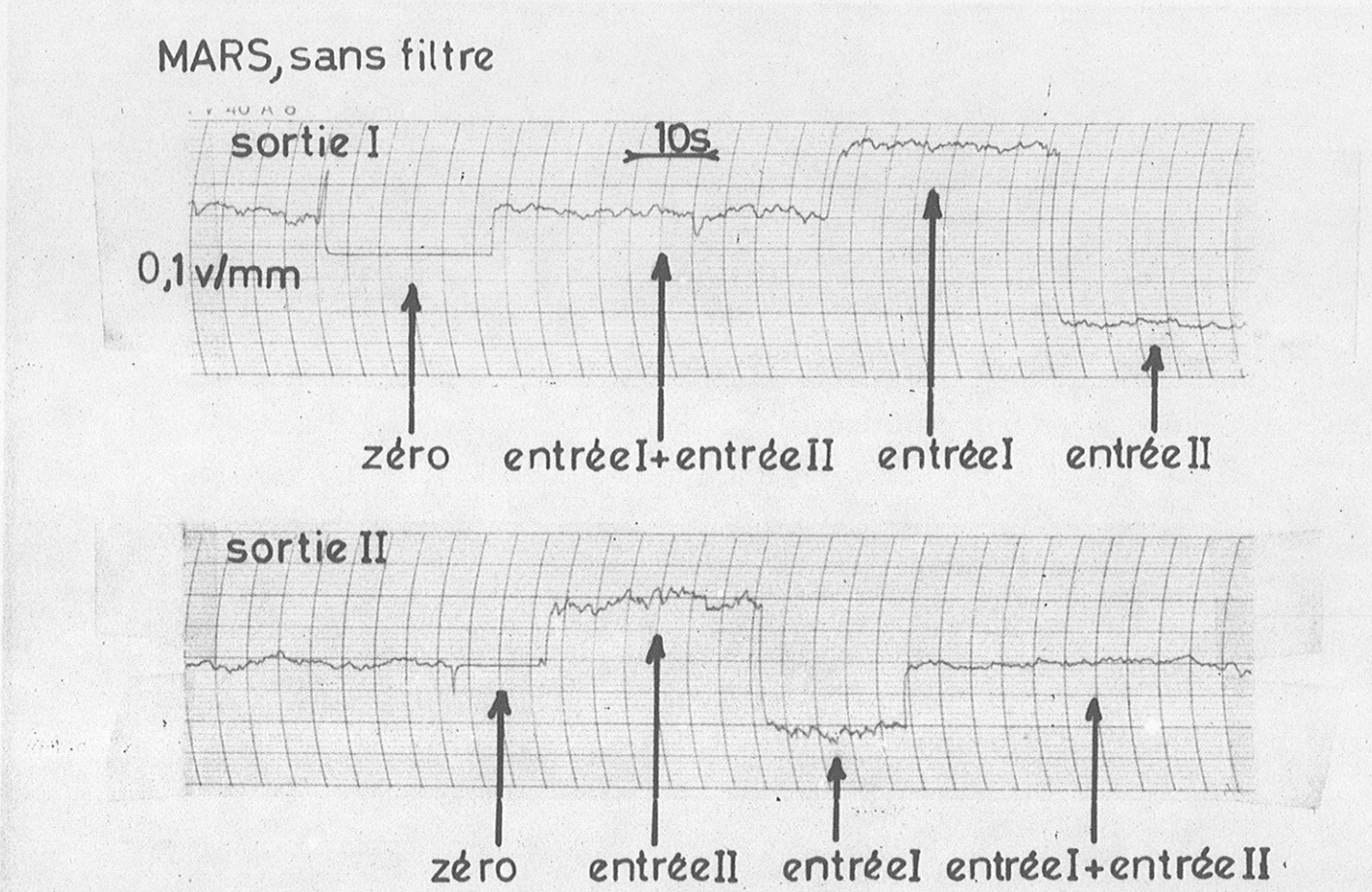
	SIGNAL	ENTREE I ouverte	ENTREE II ouverte	ENTREE I + ENTREE II ouvertes
SORTIE I	1ère alternance	$G_1 (P + C) T\alpha$	$G_1 C T^2\beta$	$G_1 PT + C (T\alpha + T^2\beta)$
	2ème alternance	$G_1 C T\alpha$	$G_2 (P + C) T^2\beta$	$G_1 PT^2 + C(T\alpha + T^2\beta)$
	Signal résultant	$\lvert G_1 PT\alpha \rvert$	$\lvert G_1 PT^2\beta \rvert$	$\lvert G_1 P(T\alpha - T^2\beta) \rvert$
SORTIE II	1ère alternance	$G_2 (P + C) \beta$	$G_2 CT\alpha$	$G_2 P \beta + C (\beta + T\alpha)$
	2ème alternance	$G_2 C\beta$	$G_2 (P + C) T\alpha$	$G_2 P T\alpha + C (\beta + T\alpha)$
	Signal résultant	$\lvert G_2 P\beta \rvert$	$\lvert G_2 PT\alpha \rvert$	$\lvert G_2 P (\beta - T\alpha) \rvert$

$\alpha = r_1^2 r_2^2 + t_1^2 t_2^2$

$\beta = r_1^2 t_2^2 + t_1^2 r_2^2$

P = densité spectrale de la planète

C = densité spectrale du fond du ciel



MODULATION EXTERNE-DISSYMETRIE
DE L'INTERFEROMETRE

fig.21

Par ce système de modulation la planète est modulée sans que le soit le fond du ciel. Une détection synchrone à la suite permet de recueillir le signal de la planète seule. La valeur moyenne de l'interférogramme est également modulée.

elle a pour expression à chaque alternance :

1ère alternance : $P(G_1 T\alpha - G_2\beta) + C\, G_1(T\alpha + T^2\beta) - G_2(\beta + T\alpha)$

2ème alternance : $P(G_1 T^2\beta - G_2 T\alpha) + C\, G_1(T\alpha + T^2\beta) - G_2(\beta + T\alpha)$

en posant :

$$\alpha = r_1^2 r_2^2 + t_1^2 t_2^2 \qquad \beta = r_1^2 t_2^2 + t_1^2 r_2^2 \qquad \text{(Fig. 20)}$$

De même que pour le terme d'interférence il ne subsiste après détection synchrone que la contribution de la planète.

A l'aide de cette modulation, on peut mettre en évidence la dissymétrie de l'interféromètre (celle-ci n'est pas en soi caractéristique des pièces optiques, elle dépend également des réglages, des récepteurs). On observe séparément le signal à la sortie de chaque récepteur en obturant successivement une entrée, puis l'autre, puis les deux et en les laissant ouvertes. L'interféromètre stationne à grande différence de marche. Il ne reste donc que le fond continu. L'expression du signal enregistré dans chaque cas est consigné dans le TABLEAU III. L'enregistrement (fig. 21) en est une illustration. On peut noter pour la sortie I le décalage important entre le 0 et le signal "entrée I + entrée II". Il faut sommer sur σ les expressions données dans le TABLEAU III qui ne sont valables que pour une longueur d'onde, or ici Mars est observée sans filtre ce qui accroît le déséquilibre.

3) Description

a) Entrée différentielle

Pour envoyer la planète à une entrée de l'interféromètre, le ciel à l'autre, le champ image comporte la source entourée d'une portion de ciel

L'image de l'ensemble est formée sur un dièdre de miroirs. Un diaphragme avec deux trous égaux presque tangents est placé devant, ceux-ci étant symétriques de l'arête du dièdre. Ces trous constituent, par une conjugaison adaptée à la suite, les entrées de l'interféromètre. L'image de la planète est formée sur l'un d'eux, l'autre découpe une portion de ciel d'égale dimension.

α) montage optique

Pour réaliser la modulation externe il s'agit de faire déplacer le champ image devant le dièdre; celui-ci doit comporter de part et d'autre de l'image de la source une portion de ciel égale. Il suffit de faire tomber le faisceau avant le dièdre sur un miroir qui oscille autour d'un axe passant par son plan, parallèle à l'arête du dièdre.

Pour perdre le moins possible d'énergie il faut tendre vers une modulation carrée du signal tombant sur les détecteurs. Il est donc nécessaire de donner une oscillation en carré au miroir, qui fait que la source stationne pendant une alternance sur un trou d'entrée et passe quasi-instantanément sur le second pour stationner pendant l'autre alternance. Mécaniquement un tel fonctionnement est toujours difficile à obtenir; le système doit posséder une large bande passante qui n'est obtenue qu'avec de forts amortissement qui limitent l'élongation. Les écarts au créneau parfait se manifestent par le temps de basculement et les rebonds à chaque arrêt.

Avec la modulation externe il est encore plus indispensable de conjuguer le miroir du télescope avec les détecteurs pour éviter les effets nuisibles du mouvement de l'image sur la surface sensible. Il faut seulement prendre la précaution de former l'image du miroir du télescope sur le miroir oscillant. On a donc le schéma optique suivant (fig.22). Ce miroir, M_0, forme l'image P de la planète avec une portion de ciel, sur le dièdre très ouvert D. Il est en fait constitué par un miroir concave coupé en deux moitiés égales D_1 et D_2 et placées sur deux supports semi-circulaires réglables.

Chaque miroir est diaphragmé au diamètre de l'image de la planète. M_0 est réglé pour faire osciller l'image de l'un à l'autre. Lorsque P est sur D_1 ce dernier donne de M_0 (donc de l'image du grand miroir du télescope) une image M'_{0_1}, une image M'_{0_2} avec D_2. M'_{0_1} et M'_{0_2} qui sont repris ensuite par deux miroirs collimateurs constituent les "trous d'entrée" de l'interféromètre.

β) réalisation mécanique du modulateur.

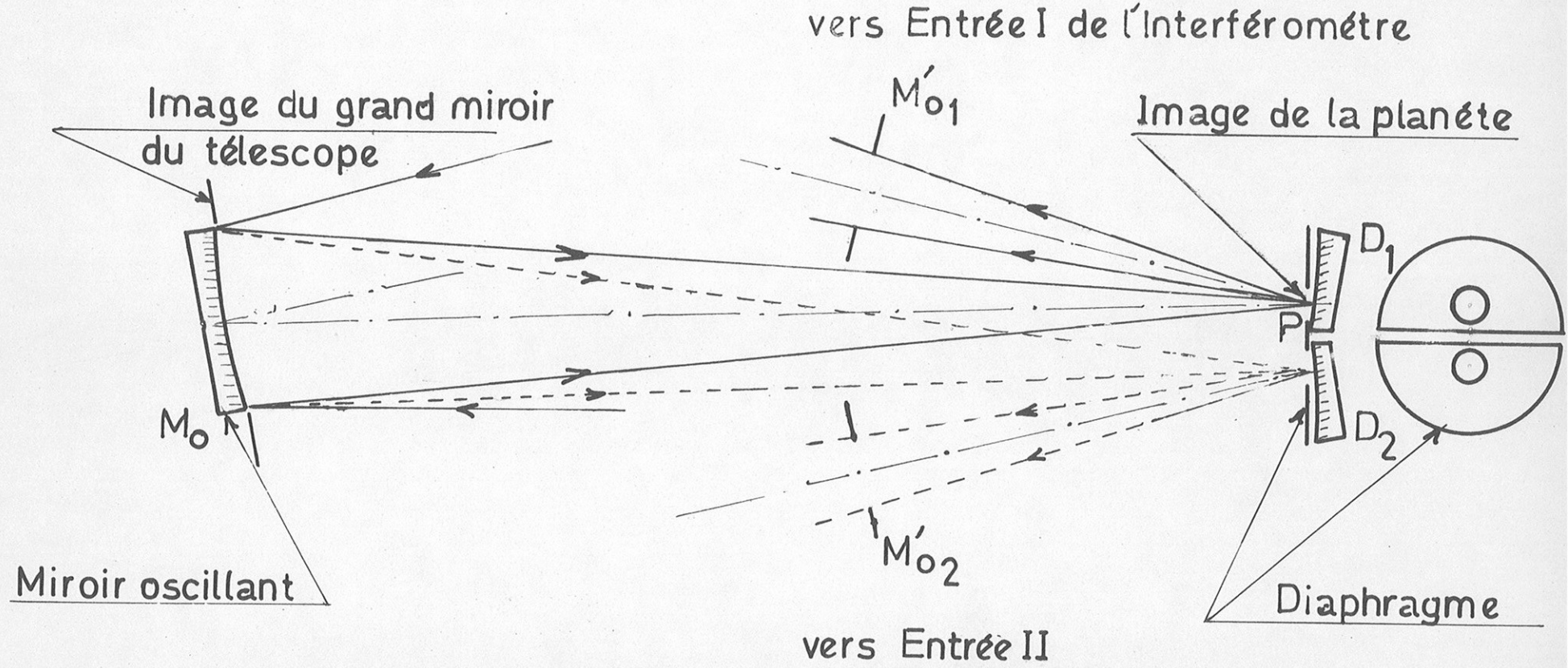
Le principe classique du vibreur a été utilisé. Le miroir est fixé sur une lame de torsion qui définit son axe de rotation. Un petit barreau aimanté est collé perpendiculairement à celle-ci, au centre de la face arrière du miroir (Fig.23). Le barreau est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant dont les pièces polaires ont un écartement réglable. Elles servent de butée pour sa course et donc limitent l'angle de rotation du miroir. Par ce système, en alimentant la bobine de l'électro-aimant en alternatif on approche d'une oscillation du miroir en créneau. Pendant chaque alternance l'aimant vient se coller sur l'une ou l'autre des pièces polaires ce qui écrête les arcs de sinusoïde. En fait il se produit des rebondissements qui ne peuvent être diminués que par des amortissements appropriés.

On n'introduit un amortissement supplémentaire réglable, par exemple en emprisonnant l'aimant dans une membrane de caoutchouc fixée au support des pièces polaires, en garnissant celles-ci de caoutchouc pour rendre les chocs inélastiques (Fig.23-b)

4°) Performances.

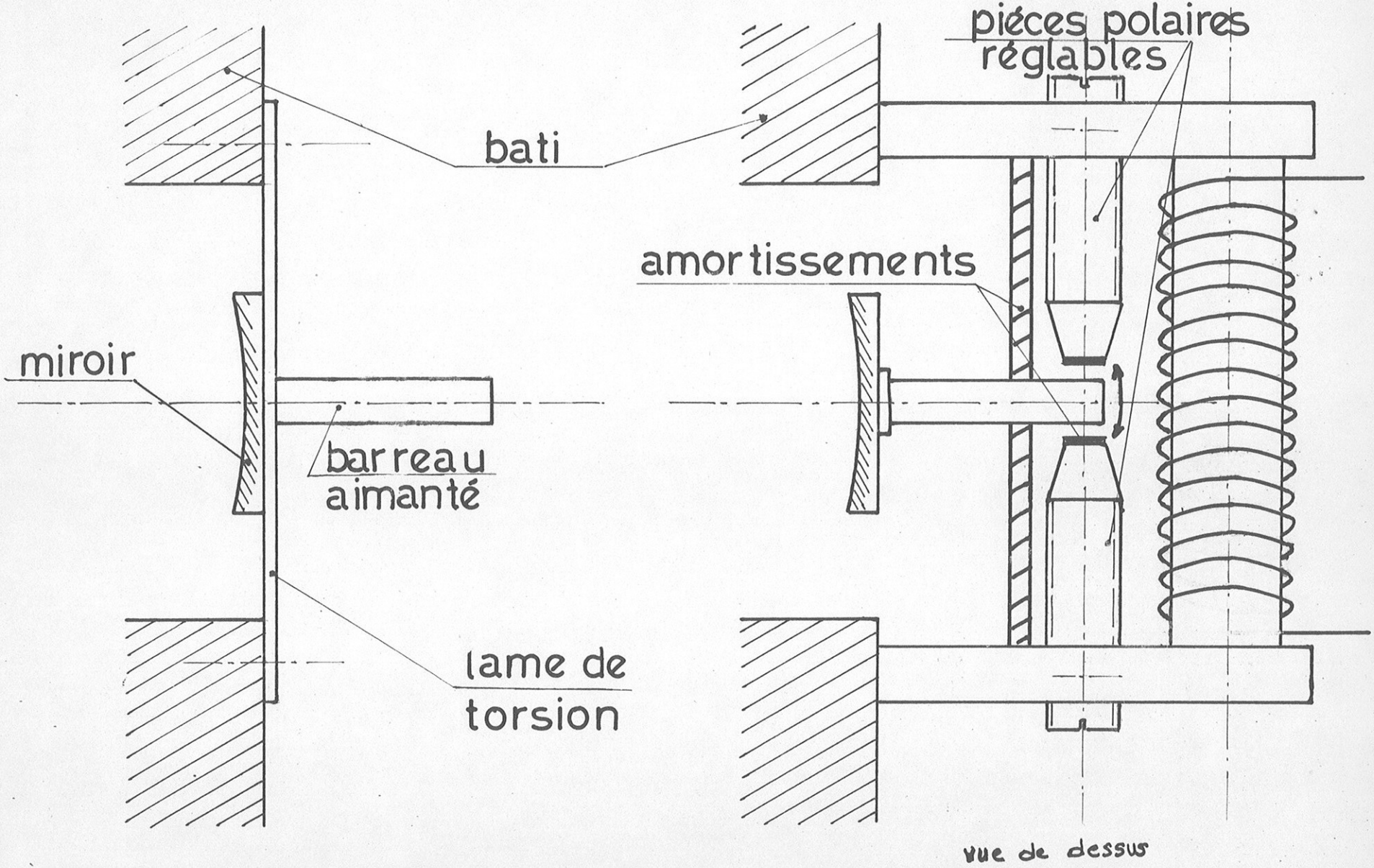
La forme de l'onde obtenue à la sortie des détecteurs constitue un critère de la qualité du système. Dans ce profil intervient le temps de passage d'une position extrême à l'autre du système vibrant qui est un facteur de perte.

Pour une rotation du miroir de $\pm 3\ 10^{-3}$ rd le temps de basculement mesuré était de 1,6 ms . Il a fallu faire fonctionner le système sur le secteur, à travers un auto-transformateur pour obtenir une puissance



SCHEMA OPTIQUE DU SYSTEME DE MODULATION EXTERNE

fig 22



SCHEMA DE MONTAGE DU MIROIR OSCILLANT POUR LA MODULATION EXTERNE

fig 23

suffisante, aussi la fréquence d'oscillation était-elle de 50 Hz. Le temps de stationnement sur les entrées représentait donc environ 5/6 d'une période. Ceci ne veut pas dire que 16% de l'énergie était perdue. L'image n'étant pas ponctuelle, pendant une partie de son temps de déplacement elle balaye l'ouverture des diaphragmes d'entrée, ce qui constitue dans le signal le temps de montée des créneaux. Dans le montage l'image avait 4mm de diamètre, l'amplitude du déplacement était de 6mm. Le temps de montée était donc de 1,6/3ms$\backsimeq$0,5ms. Seul le temps de balayage de l'intervalle entre les deux diaphragmes était perdu. En définitive en comparant la surface d'une alternance du signal obtenu à un créneau parfait de 10ms ceci donne une perte de signal d'environ 10% ce qui n'est pas négligeable.

Pour diminuer cette perte il faudrait travailler avec un générateur carré de puissance suffisante, rendre tangent les deux diaphragmes. Par ailleurs, à cause sans doute d'évolutions mécaniques et thermiques de la lame de torsion la position moyenne de l'image donnée par le vibreur changeait lentement en cours de fonctionnement. Il est souhaitable dans un prochain système d'améliorer ces points.

III - INTEGRATION EN TEMPS VARIABLE

1) But

Nous avons étudié longuement au chapitre précédent les causes de fluctuation de l'intensité et leurs effets très nuisibles. En corriger les effets doit permettre une amélioration sensible des résultats. L'intégration en temps variable est un moyen de compensation des variations de l'intensité lumineuse.

2) Principe

L'interférogramme est, nous l'avons déjà dit, enregistré par une méthode "pas-à-pas" (21). Le miroir mobile stationne pendant un temps t (fixé par les conditions expérimentales) à la différence de marche $kn\lambda_o$ (λ_o longueur d'onde de référence, n nombre de franges de cette raie par pas, k numéro d'ordre du pas) et passe à la vitesse de 10ms par frange à la différence de marche $(k + 1)n\lambda_o$ où il stationne à nouveau pendant un temps t. Le signal tombant sur les détecteurs est intégré pendant le stationnement. L'intégrateur (dénommé : "intégrateur signal") est remis à zéro au passage à un pas suivant. Le signal qu'il délivre théoriquement est :

$$I_k = \zeta\left[\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)\cos 2\pi\sigma kn\lambda_o d\sigma\right] t$$

$B(\sigma)$: densité spectrale de la source en $W.cm^{-2}sr^{-1}/cm^{-1}$

ζ : coefficient de transmission constant

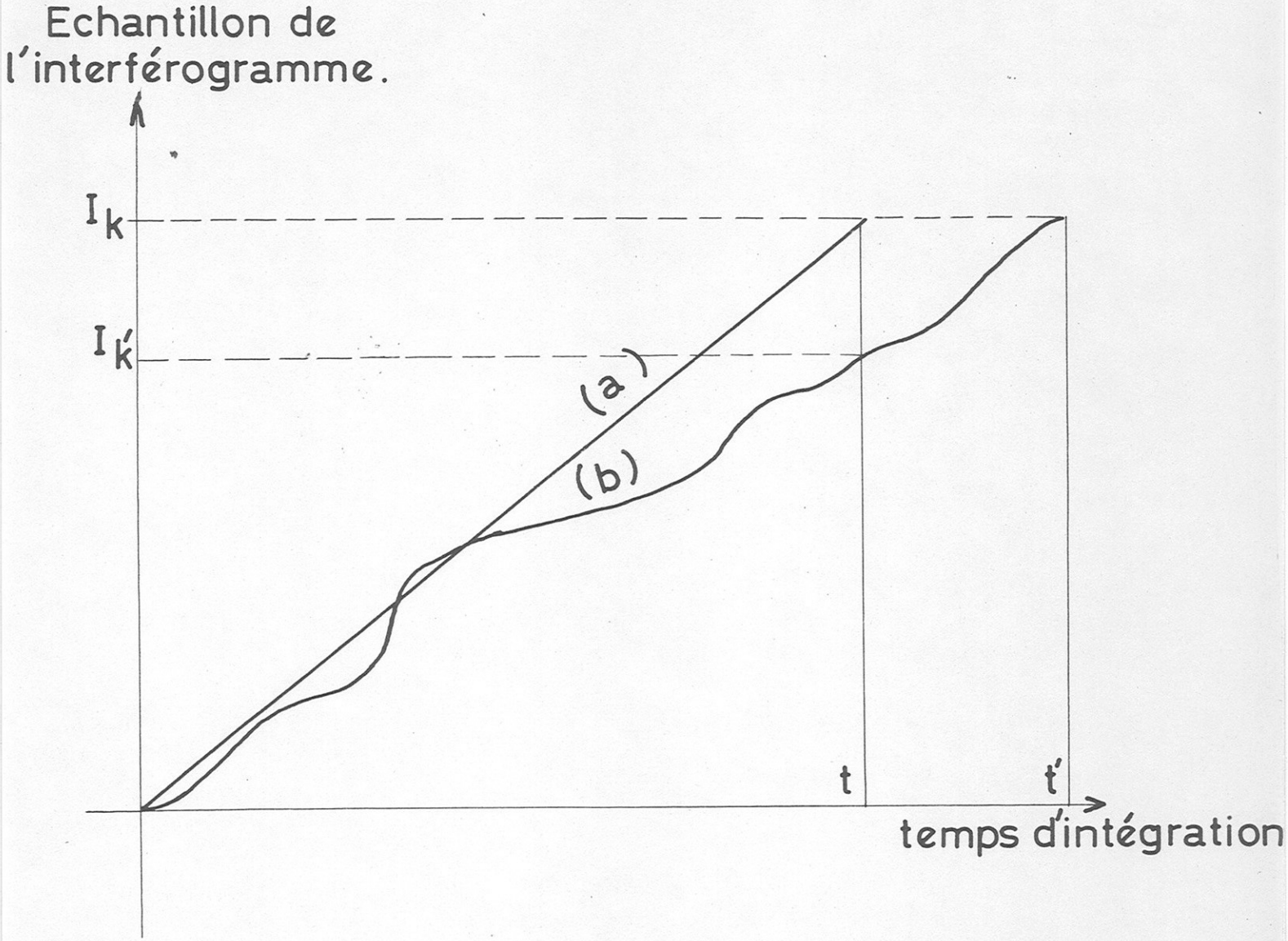
La variation de I_k en fonction du temps est linéaire (trace a, Fig24) Si $B(\sigma)$ est multiplié par un coefficient de transmission $\zeta(t)$ on a, au lieu de I_k :

$$I'_k = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)\cos 2\pi\sigma kn\lambda_o d\sigma \int_o^t \zeta(t)dt$$

(trace b, fig.24)

Mais il existe une valeur t' telle que :

$$\int_o^{t'} \zeta(t)dt = \zeta_o t$$



SIGNAL DE SORTIE DE L'INTEGRATEUR
POUR UN SIGNAL D'ENTREE CONSTANT (a),
POUR UN SIGNAL D'ENTREE VARIABLE (b)

Fig. 24

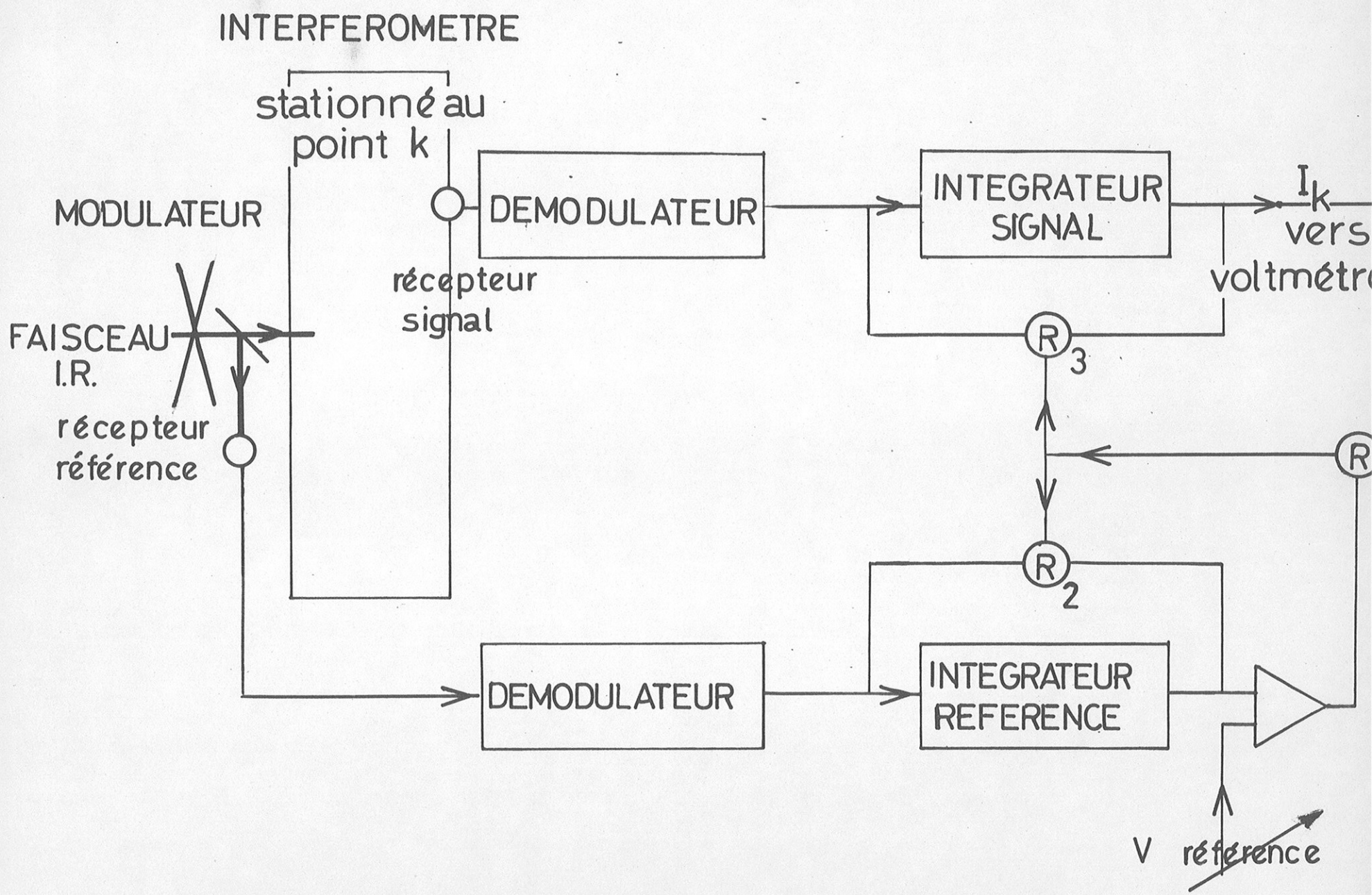


DIAGRAMME DU SYSTEME D'INTEGRATION EN TEMPS VARIABLE

fig.25

Ainsi en faisant une intégration pendant un temps t' au lieu de t, l'effet des fluctuations de τ sur I_k se trouve compensé. Il s'agit donc à chaque pas de déterminer le temps t' nécessaire pour corriger les variations de signal au cours du stationnement.

3) Description.

Le système suivant a été utilisé pour l'observation de Mars au printemps 1965*. Avant l'entrée dans l'interféromètre, mais après le filtre limitant la bande spectrale étudiée, une lame mince de fluorine sans traitement réflecteur est placée sur le faisceau. Elle réfléchit 4% de l'intensité de la source pour former le faisceau de référence. Il tombe sur un récepteur identique à ceux qui sont à la sortie de l'interféromètre. Ce signal, proportionnel à l'intensité de la source est reçu dans un circuit intégrateur. L'intégration commence, comme pour le signal de l'interférogramme quand le miroir mobile s'arrête en un point. La tension de sortie de l'intégrateur de référence est comparée par un amplificateur différentiel à une tension de référence prédéterminée. Le signal de différence lorsqu'il s'annule commande par R_1 le relais de remise à zéro de l'intégrateur "référence"(R_2) et de l'intégrateur "signal" (R_3). Le temps d'intégration du signal se trouve ainsi asservi aux fluctuations d'intensité de la source. La figure 25 donne le bloc-diagramme du système. En pratique l'opération est réalisée en alternatif, un modulateur est placé sur le faisceau. C'est en fait le dispositif de modulation externe décrit précédemment.

4) Performances.

Ce système compense correctement les variations d'intensité de grande amplitude. Ainsi de nombreux interférogrammes enregistrés dans des conditions de transparence très variable ont pu donner des résultats utilisables. Mais nous avons montré que les variations d'intensité globale de la source n'étaient pas la seule cause de fluctuations du signal électrique qui est intégré. Or, un tel système ne peut corriger que les

---

Note*: Un système ayant le même but mais de réalisation différente à cause d'une commande différente de l'interféromètre a été décrit dans (22)

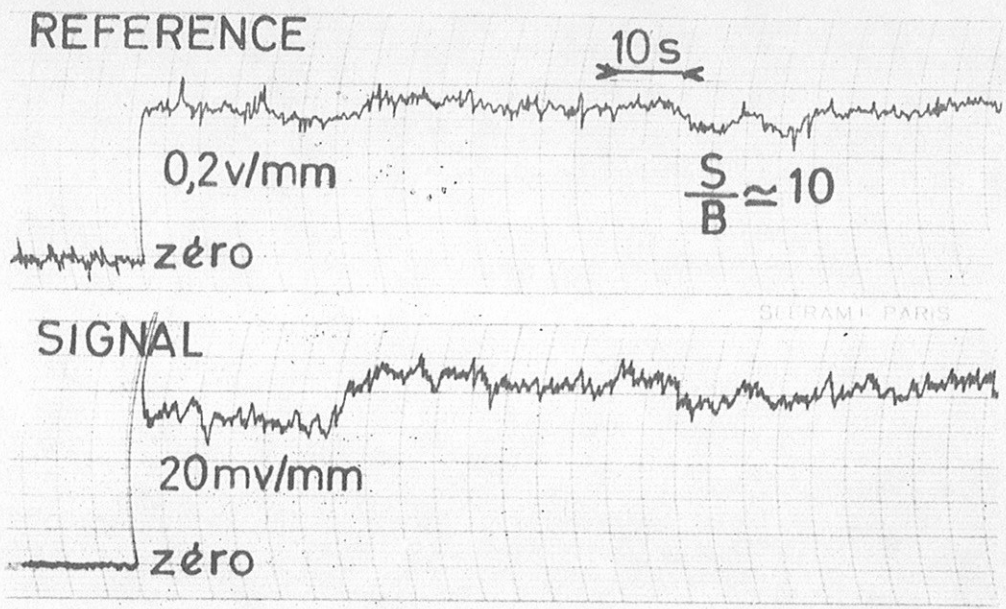


fig: 26

CORRELATION entre la MESURE de l'intensité de la source á l'ENTREE-REFERENCE- et a la SORTIE de l'interférométre(a grande difference de marche)-SIGNAL-

fluctuations du flux total,(cf : Annexe I), à savoir :

- scintillation globale
- baisse par variation de hauteur zénithale (cf. Annexe II)
- interruption accidentelle (passage de nuages, dépointage du télescope, occultation etc...)

Ces fluctuations doivent aussi être achromatiques, l'absorption provoquée par les variations de quantité de vapeur d'eau ne peut être corrigée. C'est pourquoi il a semblé préférable de faire la mesure de référence dans le même domaine spectral que l'enregistrement lui-même. En définitive toutes les fluctuations provoquées par la turbulence locale de l'onde incidente ne peuvent être corrigées par ce système.

Par ailleurs ce procédé de mesure de référence utilise des éléments distincts du système de mesure du signal (en particulier les récepteurs). La scintillation locale de l'onde joue pour ce faisceau le même rôle que pour le fond continu de l'interférogramme. La tension de sortie de l'amplificateur de référence a donc des fluctuations qui ne réprésentent pas purement les variations absolues d'intensité de la source. D'autre part on veut perdre la minimum de lumière utile pour le signal (c'est pourquoi on place une lame sans traitement réflecteur sur le faisceau) aussi le rapport S/B du système n'est pas bon, ce qui n'améliore pas la précision de la mesure.

La figure 26 montre un enregistrement de Mars. La trace supérieure est un enregistrement de la "référence", la trace inférieure un enregistrement du signal à la sortie de l'interféromètre. L'interféromètre est arrêté, les détails sur cette trace ne proviennent donc pas de l'interférogramme. Pour l'une et l'autre trace l'enregistrement du zéro indique la valeur du bruit propre de la chaîne de mesure. On peut donc voir ce qui constitue des fluctuations de signal distinctes du bruit. Pour la trace "signal" le décalage du zéro indique la valeur moyenne de l'interférogramme. On peut mesurer par rapport au début de l'interférogramme qu'elle représente 1/10 du pic central. L'examen de l'enregistrement montre bien que les fluctuations du signal et de la référence sont peu

correlées. Le rapport S/B dans l'enregistrement de référence fixe le degré de correlation.

En conclusion ce système, tout en étant indispensable, est incapable de corriger toutes les manifestations de la turbulence atmosphérique. Un autre dispositif basé sur un principe différent doit être installé, c'est ce qui a été réalisé par le procédé dit de "modulation interne" auquel nous consacrons un chapitre spécial.

Chapitre IV

CORRECTION COMPLETE DE LA SCINTILLATION PAR MODULATION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE

L'analyse au deuxième chapitre des manifestations de l'agitation atmosphérique dans un interférogramme nous a amenés à insister sur les fluctuations qui apparaissent dans le signal, dues à la scintillation locale de l'onde incidente dans l'interféromètre et aux défauts d'homogénéïté des pièces optiques et des récepteurs. Le terme d'interférence et le fond continu sont affectés mais nous avons montré que les variations du fond continu sont de beaucoup les plus nuisibles. Aussi toute solution pour corriger efficacement le spectre semble devoir passer par son élimination.

1) Solutions statiques.

a) - On peut qualifier ainsi celle qui consiste à faire la différence des deux systèmes d'interférence opposés fournis par un interféromètre à double sortie [cf 2ème chapitre, §B),5)]. Nous avons vu, qu'en fait basée sur l'équilibrage de deux signaux présentant des fluctuations non correlées elle diminuait sans doute la valeur moyenne mais n'en éliminait pas pour autant les fluctuations (cf ANNEXE I).

b) - Dans une toute autre direction un essai a été fait de "brouillage d'image". En focalisant une image à l'entrée d'un guide de lumière, à l'intérieur le faisceau subit de très nombreuses réflections, différentes pour les divers points de l'image. A la sortie ils se trouvent mélangés. On peut penser qu'en formant à l'entrée d'un tel tube l'image diffuse et bouillonnante (préalablement fixée par le guidage photo-électrique) donnée de la source par le télescope, on aura à la sortie une tache plus homogène. Le système a été utilisé. Au lieu d'employer un guide du type fibre optique qui serait trop absorbant nous avons pris des tubes de pyrex de 3mm de diamètre intérieur, de 15cm de longueur que nous avons dorés intérieurement. La dorure a été obtenue par voie chimique.

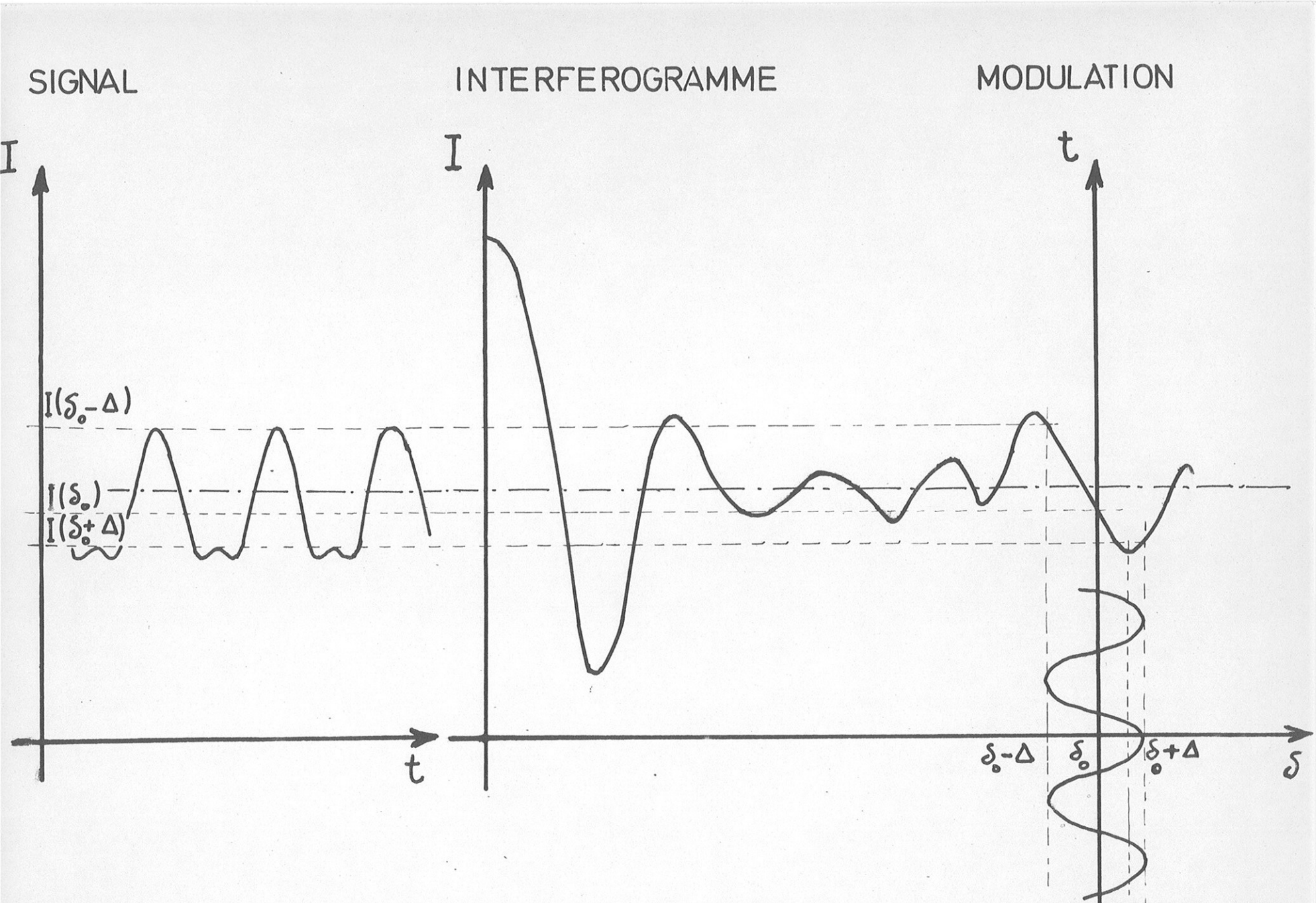
En fait le progrès n'a pas été décisif. Il eut fallu sans doute des tubes plus long pour obtenir un brouillage plus efficace, mais les pertes par réflexions risquaient de devenir trop importantes. Les spectres de Mars ont été obtenu avec ce système et l'on peut voir (fig. 13-a) que le bruit de scintillation est loin d'être négligeable.

2) Solutions dynamiques.

Deux méthodes on été décrites par MERTZ :

a) Le balayage rapide

Nous avons signalé que les bruits de scintillation sont prépondérants en dessous de 500 Hz. Effectuer l'enregistrement de l'interférogramme à grande vitesse revient à filtrer ce bruit. Mais pour obtenir un rapport S/B convenable, particulièrement sur des sources très faibles, il faut un temps d'observation de plusieures heures. En conséquence ce balayage est répété un grand nombre de fois, ce qui évite l'emploi d'un modulateur auxiliaire et les interférogrammes successifs mis sous forme digitale, sont additionnés dans une mémoire magnétique. Un analyseur harmonique à la suite donne le spectre. C'est le schéma de l'interféromètre à balayage rapide construit par MERTZ et présenté au dernier colloque sur les "Méthodes nouvelles de spectroscopie instrumentale"(18): "Rapid scanning Fourier transform spectrometry" [cf aussi références(54)(55)]. Il a obtenu ainsi de nombreux spectres planétaires et stellaires mais à très basse résolution(cf référence 17 dans l'Introduction). La méthode peut difficilement être adaptée pour obtenir des spectres à haute résolution. La vitesse de déplacement de l'un des miroirs est telle que les franges défilent à une fréquence de l'ordre de la fréquence de coupure du spectre de scintillation, compatible avec le détecteur utilisé. Par exemple, pour un défilement à 200Hz de franges à 2μ sur une différence de marche de 10cm il faut un temps de 250s. Un grand nombre d'enregistrements est nécessaire pour améliorer le rapport S/B dans le spectre final. L'opération suppose une mémoire de grande capacité. Pour une observation de 3 heures comme nous le faisons cela conduit à 40 interférogrammes à additionner dans une mémoire d'au moins 5.10^4 adresses, nombre d'échantillons que nous avons enregistrés. Il faudrait une mémoire de taille "monstrueuse". De toute



MODULATION DU SIGNAL PAR MODULATION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE

FIG. 28

manière du fait que l'enregistrement rapide exclut la méthode d'enregistrement pas-à-pas la définition de la fonction d'appareil ne peut pas être aussi bonne. En outre pour un enregistrement en continu sur lequel on pratique après coup un échantillonnage le rapport S/B est inférieur à celui qu'on obtient avec la méthode pas-à-pas dans laquelle le temps effectif de mesure est presque égal au temps d'observation.

En conclusion cette solution n'est pas adaptable à notre problème. La seconde par contre l'est parfaitement, c'est celle que nous avons adoptée.

b) Modulation de la différence de marche (ou modulation interne).

En introduisant un élément qui module la différence de marche de l'interféromètre à une fréquence à laquelle la scintillation est très atténuée, à la sortie le détecteur voit alternativement le signal à une différence de marche puis à une autre (fig.28). Donc le terme d'interférence est modulé mais sans que le soit la valeur moyenne. Une détection synchrone du signal doit alors donner un interférogramme totalement débarrassé du fond continu. En conséquence le niveau moyen du signal est parfaitement zéro et ce quelque soit les fluctuations de la source.

De plus cette technique est compatible avec l'enregistrement pas-à-pas de l'interférogramme.

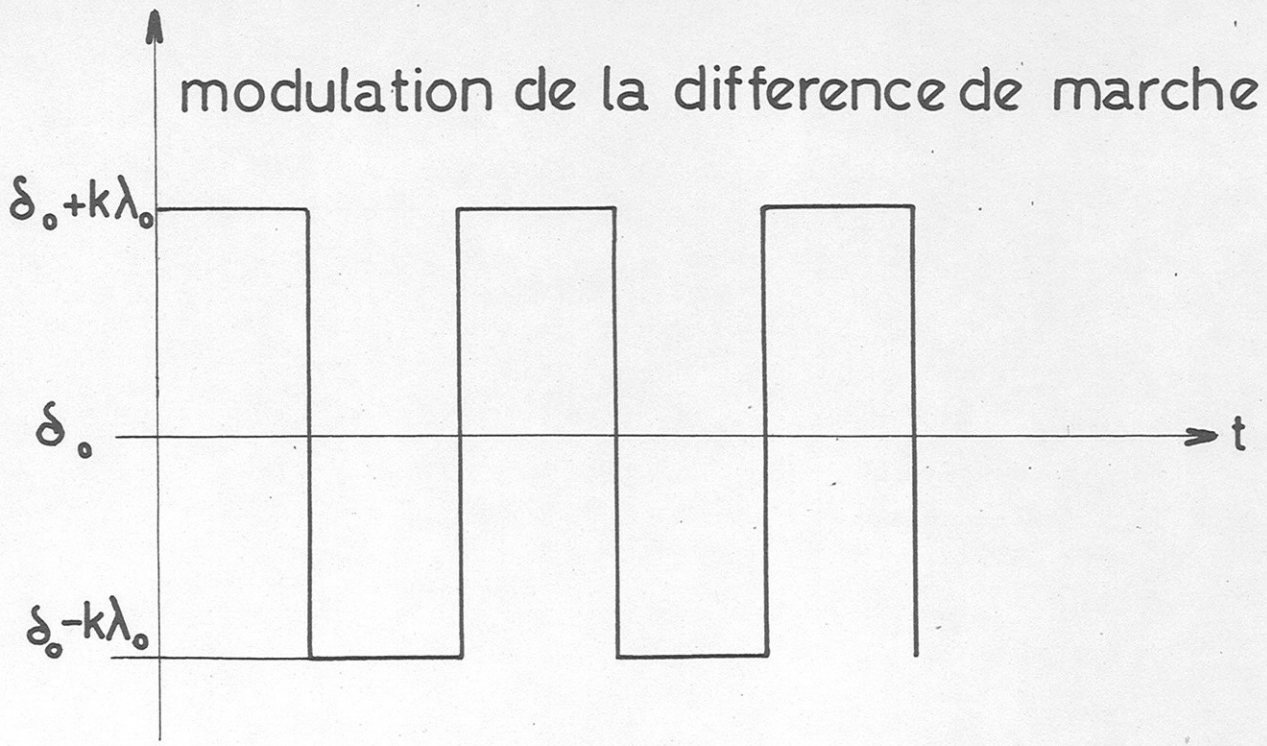
Ce principe a été utilisé par MERTZ sur son interféromètre à polarisation et présenté au Colloque de Bellevue de 1957(8), sans être repris jusqu'ici. Nous allons maintenant détailler la méthode.

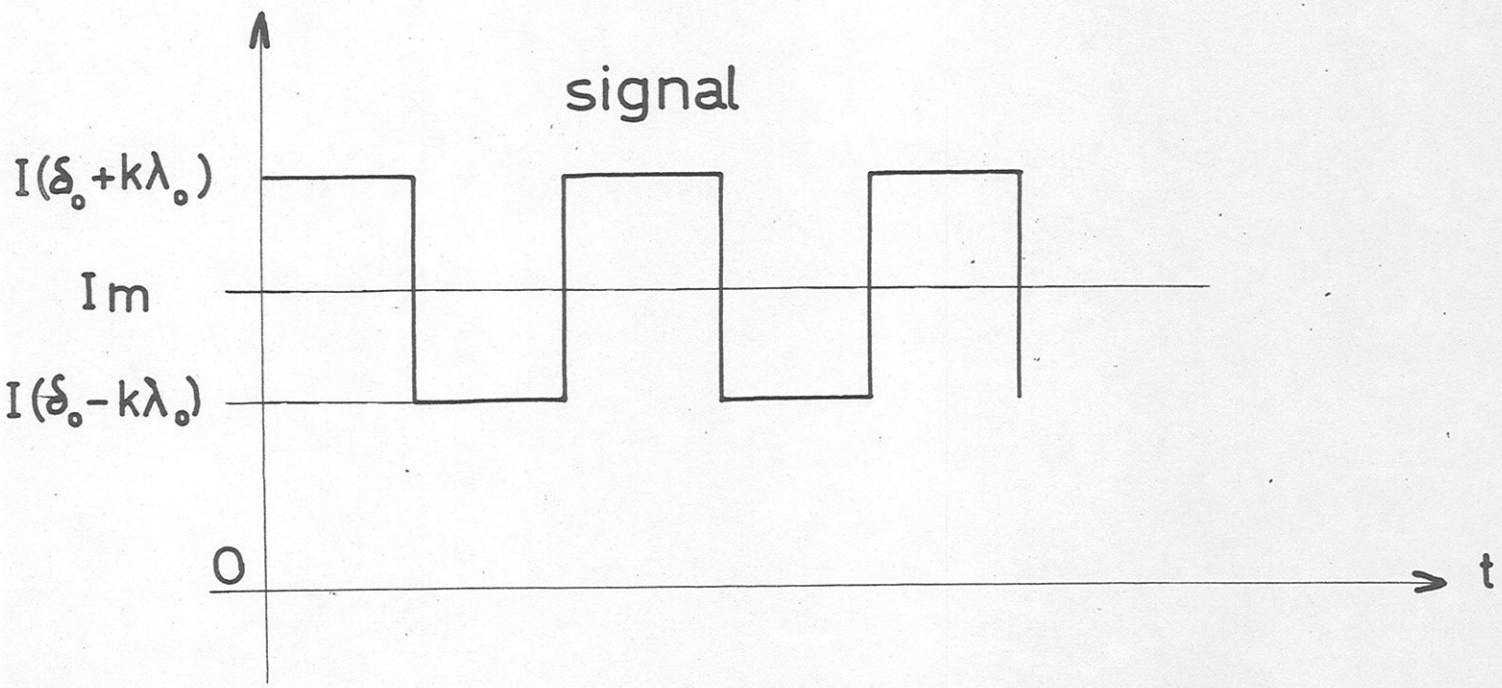
I - EFFET D'UNE MODULATION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE SUR L'INTERFEROGRAMME ET SUR LE SPECTRE.

L'interférogramme enregistré classiquement à une sortie de l'interféromètre a pour expression :

$$I(\delta) = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta\,\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\,d\sigma$$

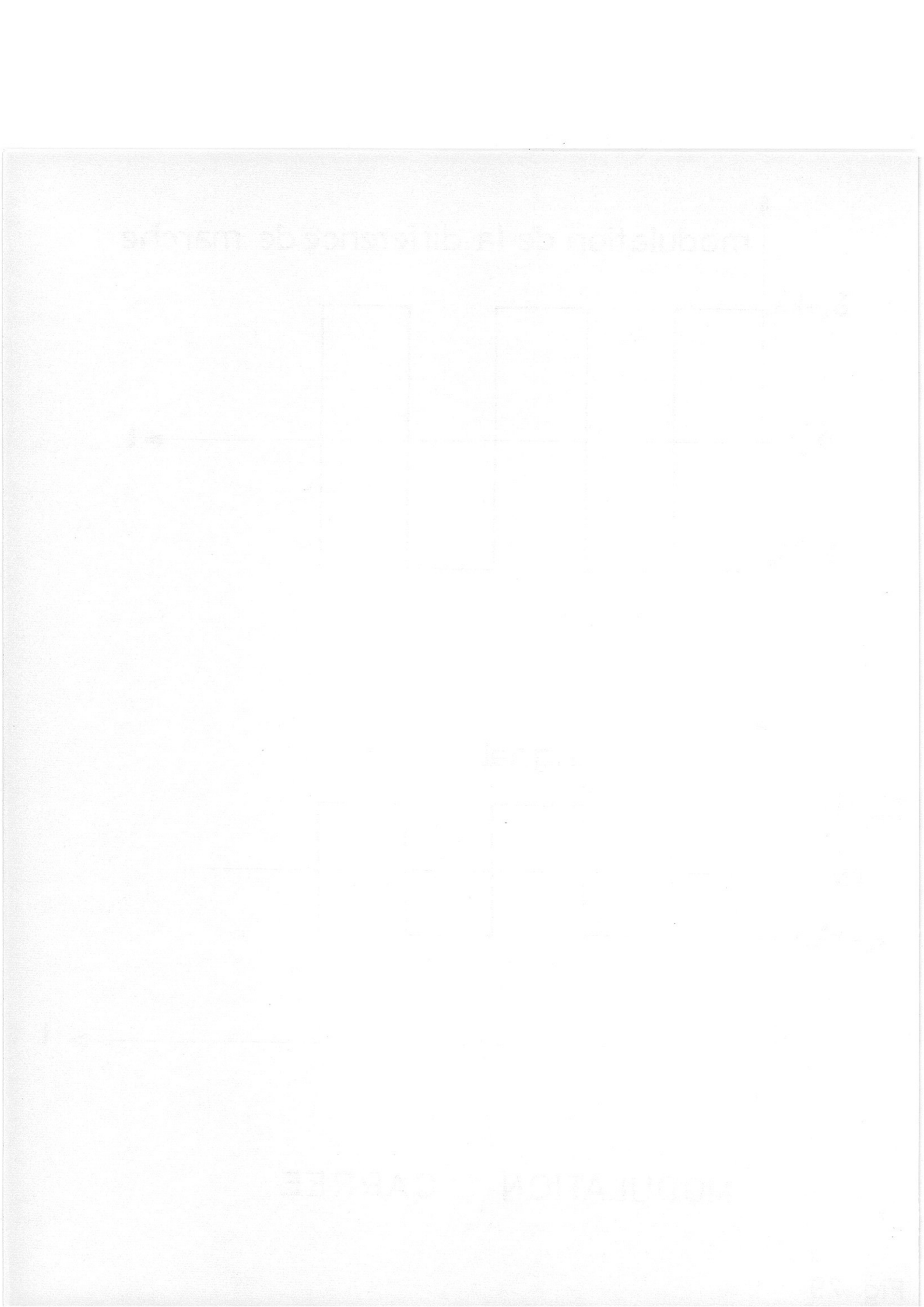
Introduisons une modulation de la différence de marche à la fréquence $\omega/2\pi$





MODULATION CARREE

Fig. 29



L'interféromètre stationnant à la différence de marche δ_o on a :

$$\delta = \delta_o + \varphi(\omega t)$$

$\varphi(\omega t)$: fonction de modulation

et $I(\delta_o,t) = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\cos 2\pi\sigma \left[\delta_o + \varphi(\omega t)\right] . d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)d\sigma$

1) - Modulation carrée

$\varphi(\omega t)$ est une fonction créneau de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$, dont on exprime l'amplitude en fonction d'une raie de référence λ_o soit $k\lambda_o$. Avec cette modulation, $I(\delta_o,t)$ est également une fonction créneau de même période (fig.29) mais de valeur moyenne :

$$I_m = \frac{I(\delta_o + k\lambda_o) + I(\delta_o - k\lambda_o)}{2}$$

et d'amplitude

$$A = \frac{I(\delta_o + k\lambda_o) - I(\delta_o - k\lambda_o)}{2}$$

$I(\delta_o + k\lambda_o)$ et $I(\delta_o - k\lambda_o)$ se développent (en posant $\sigma_o = 1/\lambda_o$) sous la forme :

$$I(\delta_o+k\lambda_o) = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta_o \cos\frac{2k\pi\sigma}{\sigma_o} d\sigma - \frac{1}{2}\int B(\sigma)\sin 2\pi\sigma\delta_o \sin\frac{2k\pi\sigma}{\sigma_o} d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)d\sigma$$

$$I(\delta_o-k\lambda_o) = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta_o \cos\frac{2k\pi\sigma}{\sigma_o} d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\sin 2\pi\sigma\delta_o \sin\frac{2k\pi\sigma}{\sigma_o} d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)d\sigma$$

Donc :

$$I_m = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta_o \cos\frac{2k\pi\sigma}{\sigma_o} d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma) d\sigma$$

$$A = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\sin 2\pi\sigma\delta_o \sin\frac{2k\pi\sigma}{\sigma_o} d\sigma$$

On peut dès maintenant déterminer la valeur de k qui donne l'amplitude de modulation maximum. Si $B(\sigma)$ est réduit à une raie de nombre d'onde σ_o :

$$A = \sin 2\pi\sigma_o\delta_o \sin 2k\pi$$

Il faut nécessairement $k=1/4$ (ou $3/4, 5/4...$). La modulation est d'amplitude maximum pour la raie λ_o avec une modulation de la différence de marche d'amplitude $\lambda_o/4$ (ou $3\lambda_o/4, 5\lambda_o/4....$)

Le développement en série de Fourier de la modulation carrée d'amplitude A et de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$ est :

$$\frac{4A}{\pi}\left(\sin \omega t + \frac{1}{3}\sin 3\omega t + \frac{1}{5}\sin 5\omega t...\right)$$

Donc l'expression complète du signal obtenu à la sortie de l'interféromètre est :

$$I(\delta_o, t) = \frac{1}{2}\int B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta_o \cos\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\,d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\,d\sigma$$

$$-\frac{2}{\pi}\int B(\sigma)\sin 2\pi\sigma\delta_o \sin\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\,d\sigma\left(\sin\omega t + \frac{1}{3}\sin 3\omega t + \frac{1}{5}\sin 5\omega t...\right)$$

Après détection synchrone à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$, la valeur moyenne continue et les harmoniques sont éliminés. Il reste un nouvel interférogramme débarrassé de tout fond continu ayant pour expression :

$$I(\delta_o)_\omega = \frac{2}{\pi}\int B(\sigma)\sin\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\sin 2\pi\sigma\delta_o\,d\sigma$$

Par voie de conséquence avec un interféromètre à double sortie, il n'y a plus à faire d'équilibrage entre les deux côtés. Il suffit d'additionner les deux signaux fournis par les détecteurs.

a) Pour obtenir le spectre il faut effectuer une transformation en sinus au lieu d'une transformation en cosinus.

b) Mais, point essentiel, le spectre obtenu est multiplié par une fonction sinusoïdale : (pour une modulation d'amplitude de $\frac{1}{4\sigma_o}$)

$\frac{4}{\pi}\sin\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}$ qui comme prévu est maximum pour le nombre

d'onde pour laquelle la modulation est quart-d'onde. Il faut donc choisir l'amplitude de modulation d'après le nombre d'onde moyen du domaine que l'on veut étudier. On aura une atténuation de part et d'autre. Elle atteint 15% aux bornes d'un domaine de $2\sigma_o/3$ centré sur σ_o . Pour $\sigma_o = 5000 cm^{-1}$ (ou 2μ) cela donne une largeur de $3\ 300 cm^{-1}$. A $1\ 000 cm^{-1}$ (10μ) il est de $600 cm^{-1}$ *

C'est un inconvénient de la méthode, mais qui ne nous a pas vraiment gêné jusqu'ici. Il est intéressant de voir maintenant ce que donne une autre forme de modulation.

2) Modulation sinusoïdale

La modulation appliquée est de la forme :

$$\delta = \delta_o + \lambda_o/4 \cos \omega t$$

et $$I(\delta_o, t) = \frac{1}{2}\int B(\sigma) \cos 2\pi\sigma \left(\delta_o + \frac{\lambda_o}{4} \cos \omega t\right) d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\, d\sigma$$

qui se développe (en posant encore $\sigma_o = 1/\lambda_o$)

$$I(\delta_o, t) = \frac{1}{2}\int B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta_o \cos\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o} \cos \omega t\right) d\sigma$$

$$- \frac{1}{2}\int B(\sigma) \sin 2\pi\sigma\delta_o \sin\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o} \cos \omega t\right) d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\, d\sigma$$

En utilisant les développements en série de Fourier par rapport à θ de $\cos(z \cos\theta)$ et $\sin(z \cos\theta)$ soit :

$$\cos(z\cos\theta) = J_0(z) + 2\sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p}(z) \cos 2p\theta$$

$$\sin(z\cos\theta) = -2\sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p-1}(z) \cos(2p-1)\theta \qquad \text{avec } z = \frac{\pi\sigma}{2\sigma_o} \text{ et } \theta = \omega t$$

on aboutit à :

$$I(\delta_o, t) = \frac{1}{2}\int B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta_o \left[J_0(z) - 2J_2(z)\cos 2\omega t + 2J_4(z)\cos 4\omega t \ldots\right] d\sigma$$

$$- \frac{1}{2}\int B(\sigma) \sin 2\pi\sigma\delta_o \left[2J_1(z)\cos\omega t - 2J_3(z)\cos 3\omega t + 2J_5(z)\cos 5\omega t \ldots\right] d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\, d\sigma$$

Note * Le domaine utile est nécessairement plus réduit avec des modulations d'amplitude $\frac{3\lambda_o}{4}$, $\frac{5\lambda_o}{4}$ .... Mais celles-ci sont parfois indispensables (cf 3°)

En ordonnant cette expression on obtient un développement de $I(\delta_o, t)$ de la forme :

$$I(\delta_o,t) = A_o - 2B_1 \cos\omega t - 2A_2 \cos 2\omega t + 2B_3 \cos 3\omega t + \ldots + 2(-1)^p B_{2p-1} \cos(2p-1)\omega t + 2(-1)^p A_{2p} \cos 2p\omega t$$

avec :

$$A_{2p} = \int J_{2p}\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right) B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta_o \, d\sigma = T.F._{\cos}\left[J_{2p}\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right) B(\sigma)\right]$$

$$B_{2p-1} = \int J_{2p-1}\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right) B(\sigma) \sin 2\pi\sigma\delta_o \, d\sigma = T.F._{\sin}\left[J_{2p-1}\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right) B(\sigma)\right]$$

et $$A_o = \frac{1}{2}\int J_o\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right) B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta_o \, d\sigma + \frac{1}{2}\int B(\sigma)\, d\sigma$$

Après détection synchrone à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ il reste seulement le terme :

$$I(\delta_o)_\omega = 2\int J_1\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right) B(\sigma) \sin 2\pi\sigma\delta_o \, d\sigma$$

a) Pour obtenir le spectre il faut effectuer une transformation en sinus

b) Mais cette fois-ci le spectre est multiplié par la fonction :

$$J_1\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right)$$

Elle présente un maximum non pour $\sigma = \sigma_o$ mais pour $\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o} = 1{,}84$ soit :

$$\sigma = 1{,}17\sigma_o$$

Elle s'annule pour

$$\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o} = 3{,}83 \quad \text{soit } \sigma = 2{,}44\,\sigma_o$$

Pour $\sigma_o = 5\,000\ cm^{-1}$ le maximum est situé à $5\,850\ cm^{-1}$. La fonction est nulle pour $\sigma = 12\,200 cm^{-1}$ $(0{,}82\mu)$

Pour $\sigma_o = 1\,000\ cm^{-1}$ le maximum est à $1\,170 cm^{-1}$ et le premier zéro à $2\,440 cm^{-1}$.

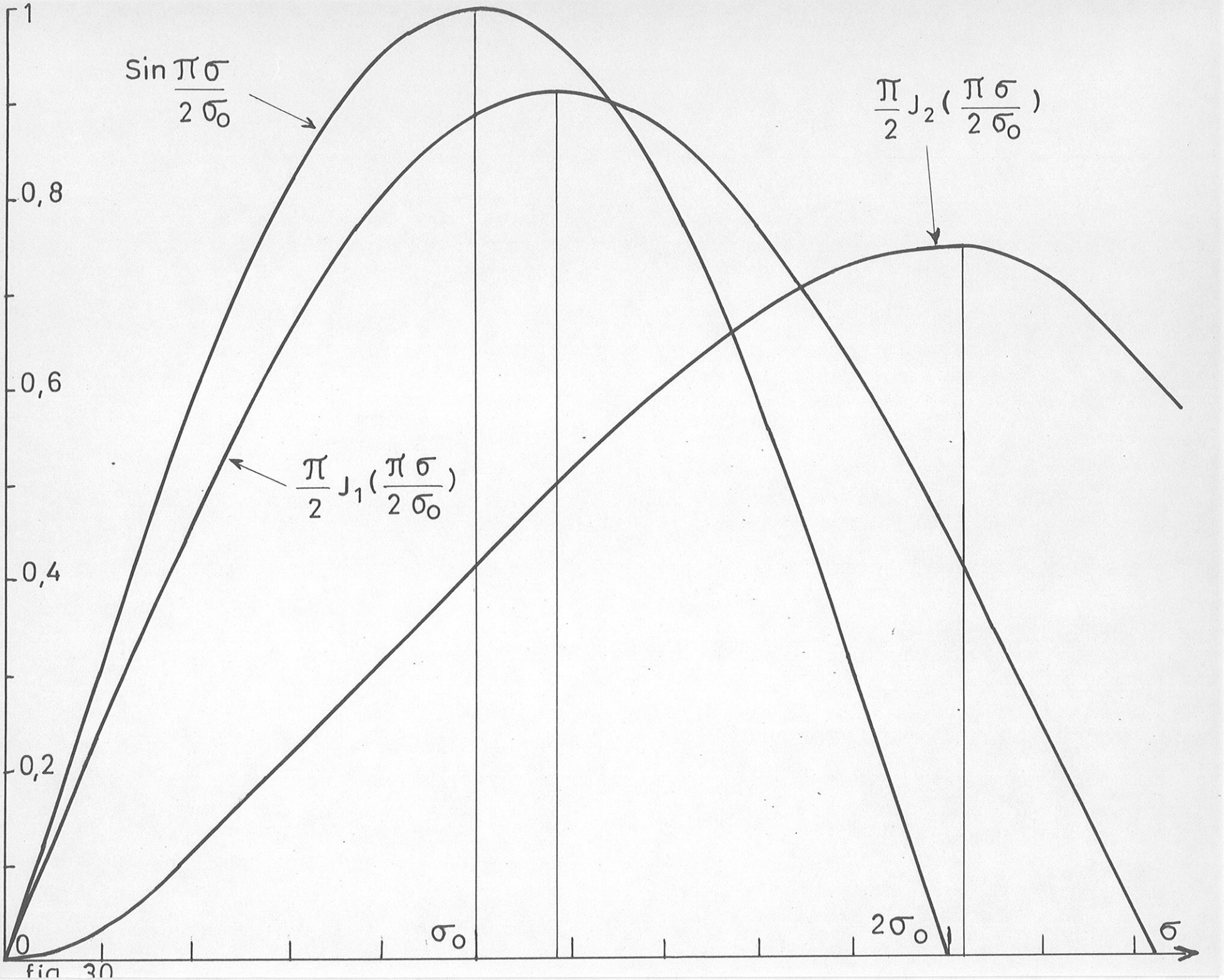

1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
$\sin \frac{\pi\sigma}{2\sigma_0}$
$\frac{\pi}{2} J_1\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_0}\right)$
$\frac{\pi}{2} J_2\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_0}\right)$
σ_0
$2\sigma_0$
σ

fig. 30

II - COMPARAISON DES DEUX TYPES DE MODULATION.

1) Rendement

En détectant la fréquence fondamentale dans l'un et l'autre cas il s'agit de comparer en valeur absolue les deux fonctions introduites par la modulation, qui en constituent le rendement :

modulation carrée : $\frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi \sigma}{2 \sigma_o}$

modulation sinusoïdale : $2 J_1 \left(\frac{\pi \sigma}{2 \sigma_o}\right)$

On trace ces deux fonctions pour une même valeur de σ_o (fig.30)

Chacune présente un maximum mais d'intensité différente. En prenant comme norme l'intensité de celui de la fonction $\frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}$ la fonction de Bessel a un maximum de 0,91 . Jusqu'à un rendement de.....75% la modulation carrée donne un domaine spectral plus large que la modulation sinusoïdale. En dessous c'est l'inverse : à 50% la modulation carrée donne une largeur spectrale de 1,34 σ_o , la modulation sinusoïdale 1,5σ_o. Pour couvrir le domaine de sensibilité des cellules à sulfure de plomb (à peu près 3 000 à 9 000cm^{-1}) il faut choisir une amplitude de modulation carrée qui donne un maximum pour 6 000cm^{-1}. Le rendement reste supérieur à 71% sur tout ce domaine.

Avec la modulation sinusoïdale il faut choisir l'amplitude de modulation avec σ_o = 5 000cm^{-1} qui donne un maximum à 5 850cm^{-1} et un rendement de 65% à 3 000 et 9 000 cm^{-1}.

La modulation carrée a donc un rendement un peu meilleur que la modulation sinusoïdale.

2) Détection des harmoniques.

Dans le développement de $I(\delta_o, t)$ pour chaque type de modulation apparaissent les harmoniques de $\omega/2\pi$. Avec la modulation carrée on a les

harmoniques impairs qui donnent un spectre multiplié par la même fonction que le fondamental mais divisé par 3, 5...Le rendement est donc très mauvais, ils ne présentent pas en soi d'intérêt.

Il en va autrement pour la modulation sinusoïdale. En effet, d'après l'expression des coefficients du développement de $I(\delta_o,t)$, en détectant par exemple l'harmonique 2 on obtient, avec une transformée en cosinus cette fois-ci, le spectre multiplié par $J_2(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o})$ fonction de Bessel d'ordre 2. La première arche de J_2 est plus large que celle de J_1. Elle s'annule pour

$$\sigma = 3{,}26\ \sigma_o$$

Son maximum se situe à :

$$\sigma = 2{,}04\ \sigma_o$$

pratiquement au point où s'annule J_1. On peut donc atteindre ainsi un domaine spectral différent et plus large. En détectant des harmoniques d'ordre plus élevé on obtient un domaine encore plus important. Cependant en valeur absolue les maximums des fonctions de Bessel d'ordre successif vont en décroissant, ce qui limite les harmoniques utilisables. Comparé à la modulation carrée l'harmonique 2 donne un rendement au plus de 75%. Le fondamental reste donc plus favorable de ce point de vue. Mais il doit être efficacement débarrassé de l'harmonique 2 en particulier qui donne un interférogramme en quadrature avec lui, ce qui équivaut à une erreur de phase

3) Mise en oeuvre

Pour réaliser une modulation de la différence de marche deux procédés sont possibles :

- donner un mouvement alternatif à l'un des miroirs de l'interféromètre.
- introduire sur l'un des bras un "milieu" présentant un chemin optique variable.

Du fait que mécaniquement une modulation carrée est difficile à réaliser alors qu'avec un système résonnant il est possible d'obtenir une modulation sinusoïdale parfaite tenterait de donner la préférence à cette dernière.

a) Modulation carrée

Toutefois une modulation carrée est réalisée au mieux par un miroir placé sur un des bras de l'interféromètre, monté en bout d'une céramique piezo-électrique, dont la longueur varie avec la tension appliquée. Mais alors le faisceau qui sert à la commande du miroir mobile (ou du système catadioptrique dit "oeil de chat") est également modulé. Pour rendre la modulation interne compatible avec l'avance en pas-à-pas il faut interrompre la modulation pendant le déplacement du chariot, pour qu'il n'y ait pas de risque d'erreur sur la position de stationnement et donner à l'amplitude de modulation des valeurs multiples de la raie de référence. Avec la raie verte du mercure, pour une élongation égale à une frange, le maximum est à 9 153cm^{-1}, pour deux franges à 4 576cm^{-1}, trois franges 3 051cm^{-1} ... 9 153cm^{-1} et 3 051cm^{-1} sont à peu près les limites de sensibilité des cellules PbS. Dans ce domaine on peut obtenir d'autres maximums pour des amplitudes de modulation correspondant à $\frac{3\lambda_o}{4}$, $\frac{5\lambda_o}{4}$ mais le domaine utilisable surtout est plus restreint Ce montage dès lors oblige à travailler le plus souvent en dehors des conditions de rendement optimum.

b) Modulation sinusoïdale

Elle peut être réalisée aussi à l'aide d'un miroir vibrant mais cela entraîne les inconvénients indiqués précédemment sans donner les avantages de meilleur rendement de la modulation carrée. Aussi est-il préférable d'introduire un élément dont on peut faire varier le chemin optique sinusoïdalement, de préférence avec un système résonnant*

Note*: Toute fois la modulation carrée à l'avantage de ne nécessiter que le déplacement d'un miroir, ce qui n'entraine pas de pertes de lumière, alors que la modulation sinusoïdale ainsi réalisée nécessite l'introduction de pièces optiques traversées par la lumière, dòù pertes par réflection et absorption.

Placé uniquement sur le faisceau infrarouge l'amplitude de modulation peut prendre toute valeur souhaitable pour donner le rendement optimum dans le domaine spectral étudié. C'est le procédé que nous avons appliqué.

III. REALISATION DE LA MODULATION INTERNE SINUSOÏDALE.

1) Système pneumatique.

Un premier dispositif qui a été essayé a consisté à placer dans un bras de l'interféromètre une cuve fermée par deux lames à faces parallèles et parallèles entre elles, à l'intérieur de laquelle la pression varie sinusoïdalement autour de la pression atmosphérique. Pour que l'interféromètre conserve son achromatisme une cuve identique est disposée dans l'autre bras. Un écart de pression Δp crée une variation d'indice dn et une variation de différence de marche edn, si e est la longueur de la cuve. Du fait que les faisceaux incidents et réfléchis sont séparés, la cuve est traversée une seule fois. Autour d'une valeur δ_o de la différence de marche celle-ci varie de $\pm$ edn pour une variation $\pm\Delta p$. Par exemple, pour obtenir un maximum de modulation aux alentours de 2μ il faut une amplitude de modulation de $0,5\mu$. La cuve ayant 10cm de longueur il faut une variation d'indice de $0,5.\ 10^{-5}$. L'excédent de l'indice de l'air par rapport au vide étant $0,27.\ 10^{-3}$ une variation de pression de l'ordre de $\pm$ 2/100 d'atmosphère réalise la modulation. La cuve est reliée de manière étanche à une chambre limitée par une membrane de haut-parleur. En excitant le haut-parleur à basse fréquence on obtient dans la cuve une variation de pression. Une cellule microphonique piezo-électrique dans chacune joue le rôle de capteur de pression (fig.31).

Pour tester le système la cuve est placée dans l'un des bras de l'interféromètre éclairé par une lampe à mercure basse pression. Avec un photomultiplicateur placé à la sortie on compte sur un oscilloscope les franges du mercure qui défilent à chaque alternance.

En fait il s'est avéré difficile d'obtenir une variation de pression suffisante à une fréquence d'au moins 200 Hz. Pour diminuer

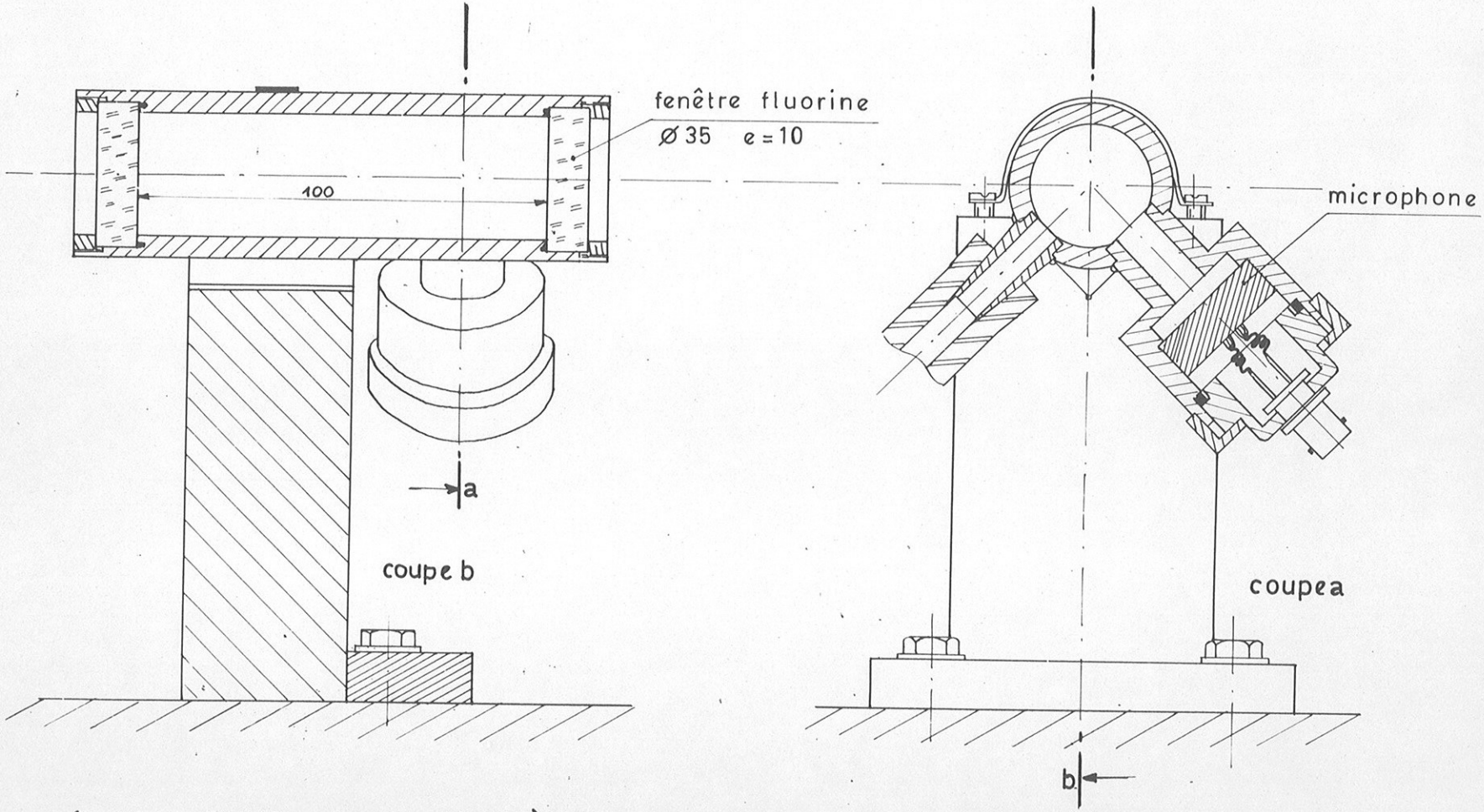


fig 31 CUVE POUR SYSTÈME DE MODULATION PNEUMATIQUE

l'écart de pression il a été essayé d'utiliser les deux faces de la membrane du haut-parleur celle-ci divisant une chambre en deux compartiments reliés chacun à une cuve. Donc quand dans l'une il y a $+\Delta p$, dans l'autre il y a $-\Delta p$, ce qui divise par deux la variation de pression nécessaire. Le système haut-parleur-chambres-cuves constitue un système résonnant de faible coefficient de surtension. A l'accord le montage réalisé a permis de donner la modulation souhaitée. Mais toutes les modifications pour ajuster cette fréquence (longueur et diamètre des tubes de raccord, volume des chambres) n'ont pas permis de dépasser 100Hz. Un essai a été fait pour remplacer le haut-parleur unique par deux systèmes basés sur le même principe mais avec une membrane rigide donc présentant une résonance propre vers 200 Hz, assez intense, chaque résonateur devant être relié à une cuve et commandé en opposition de phase. Des phénomènes de résonance non linéaire apparus avec les membranes ont fait décider de s'orienter vers une autre voie.

2) Diapason.

L'idée la plus simple pour obtenir une modulation de la différence de marche semble être de placer une lame à faces parallèles sur le faisceau, que l'on fait osciller. Une lame d'épaisseur e d'indice n, placée normalement au faisceau introduit une différence de marche:

$$D_o = e(n-1)$$

Inclinée d'un angle θ elle donne

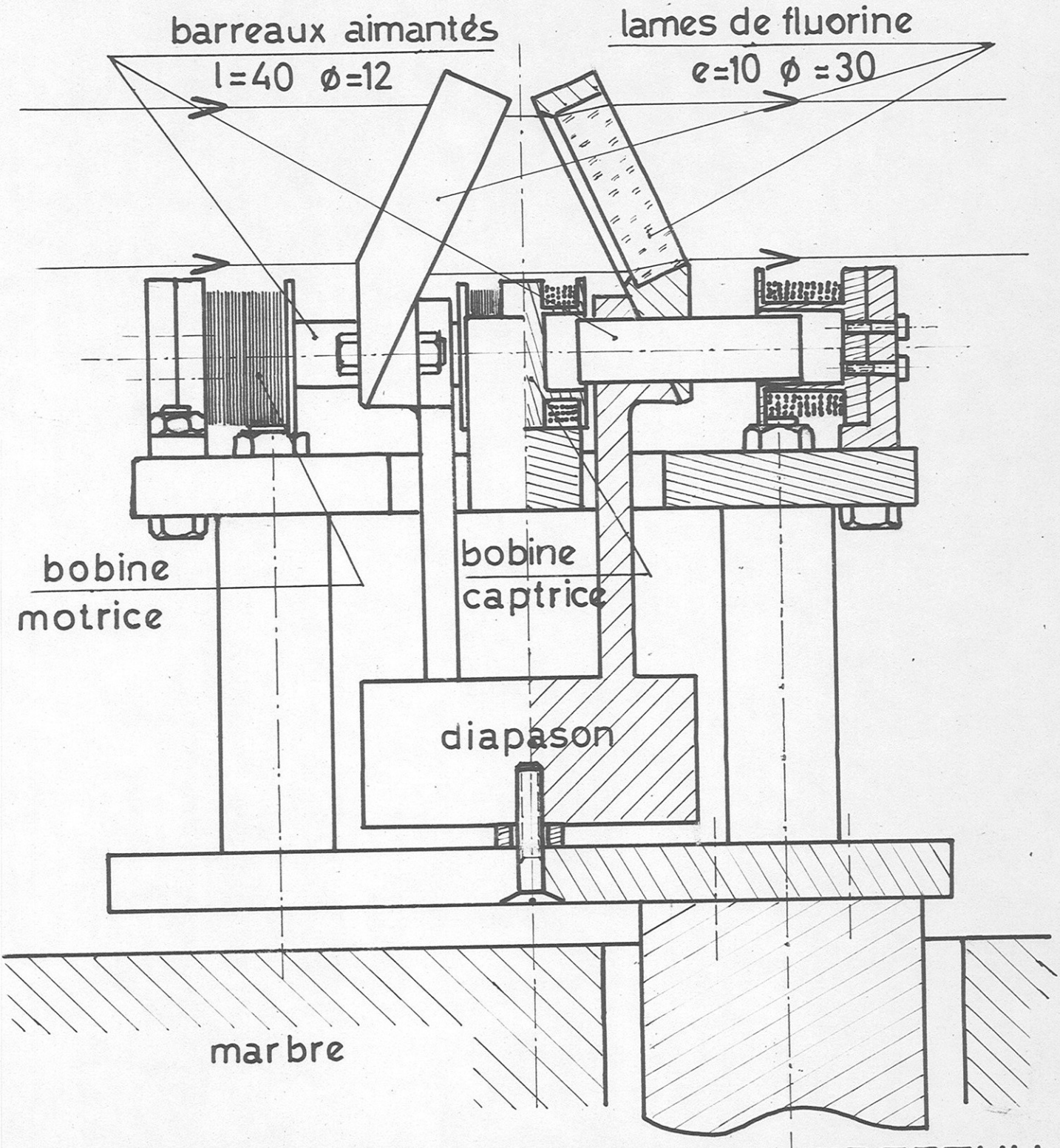
$$D(\theta) = e\left[(n^2 - \sin^2\theta)^{1/2} - \cos\theta\right]$$

Donc la variation de chemin optique en passant de la position normale à la position inclinée est :

$$D(\theta) - D_o = e\left[(n^2 - \sin^2\theta)^{1/2} - \cos\theta - (n-1)\right]$$

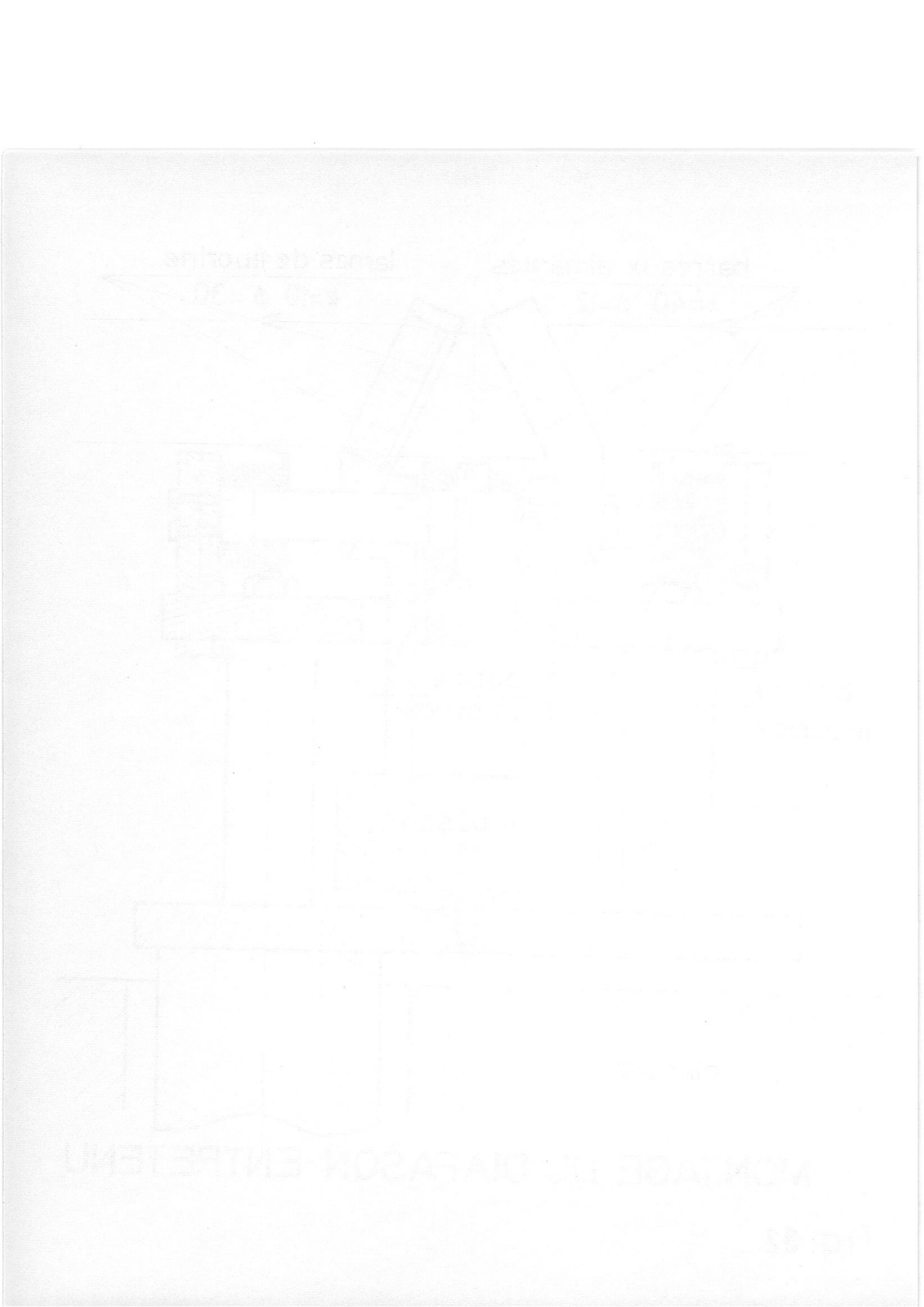
En supposant θ petit

$$D(\theta) - D_o \sim e\left(1 - \frac{1}{n}\right)\frac{\theta^2}{2}$$



MONTAGE DU DIAPASON ENTRETENU

fig. 32



Avec e = 10mm pour obtenir le maximum de rendement de la modulation à 2μ il faut une rotation de $\pm$ 1,7. 10^{-2} rd. Mais cette rotation entraine un déplacement latéral du faisceau :

$$y = e\left(1 - \frac{1}{n}\right)\theta \simeq 0{,}06\text{mm}$$

Le montage suivant permet de le supprimer complètement. En prenant deux lames à faces parallèles d'épaisseur identique, inclinées symétriquement par rapport au faisceau, l'ensemble est strictement équivalent à une lame à faces parallèles normale au faisceau. En changeant l'inclinaison des lames mais toujours symétriquement par rapport au plan normal au faisceau,l'ensemble est équivalent à une lame à faces parallèles d'épaisseur différente. Donc en faisant vibrer en opposition de phases les lames on réalise une modulation de la différence de marche sans déplacement latéral du faisceau. Ce système est réalisé commodément en installant les deux lames sur les branches d'un diapason excité à la résonance, ce qui fournit une variation parfaitement sinusoïdale du chemin optique. La rotation $\Delta\theta$ à donner aux lames pour obtenir la modulation souhaitable se calcule d'après les formules précédentes. Les lames au repos étant inclinées sur le faisceau d'un angle θ l'épaisseur de la lame équivalente est :

$$\frac{2en}{(n^2-\sin^2\theta)^{1/2}}$$

la variation de chemin optique crée est donc :

$$\frac{2\ e\ n(n-1)\ \sin\theta\ \cos\theta\ \Delta\theta}{(n^2 - \sin^2\theta)^{1/2}}$$

3) <u>Description et montage du diapason</u> (fig. 32)

Le diapason est taillé dans un bloc d'alliage d'aluminium. Deux lames de fluorine de 10mm d'épaisseur, 30mm de diamètre, inclinées à 10° sur le faisceau sont installées dans des supports rapportés sur chaque branche. L'encombrement est minimum pour que seul le faisceau infrarouge traverse la paire de lames. La fréquence de résonance, difficile à prévoir correctement à la construction est ajustée par une cale supplémentaire qui équivaut à raccourcir la longueur utile des branches. Elle a été fixée à 200 Hz. Le diapason est auto-entretenu. A chaque branche

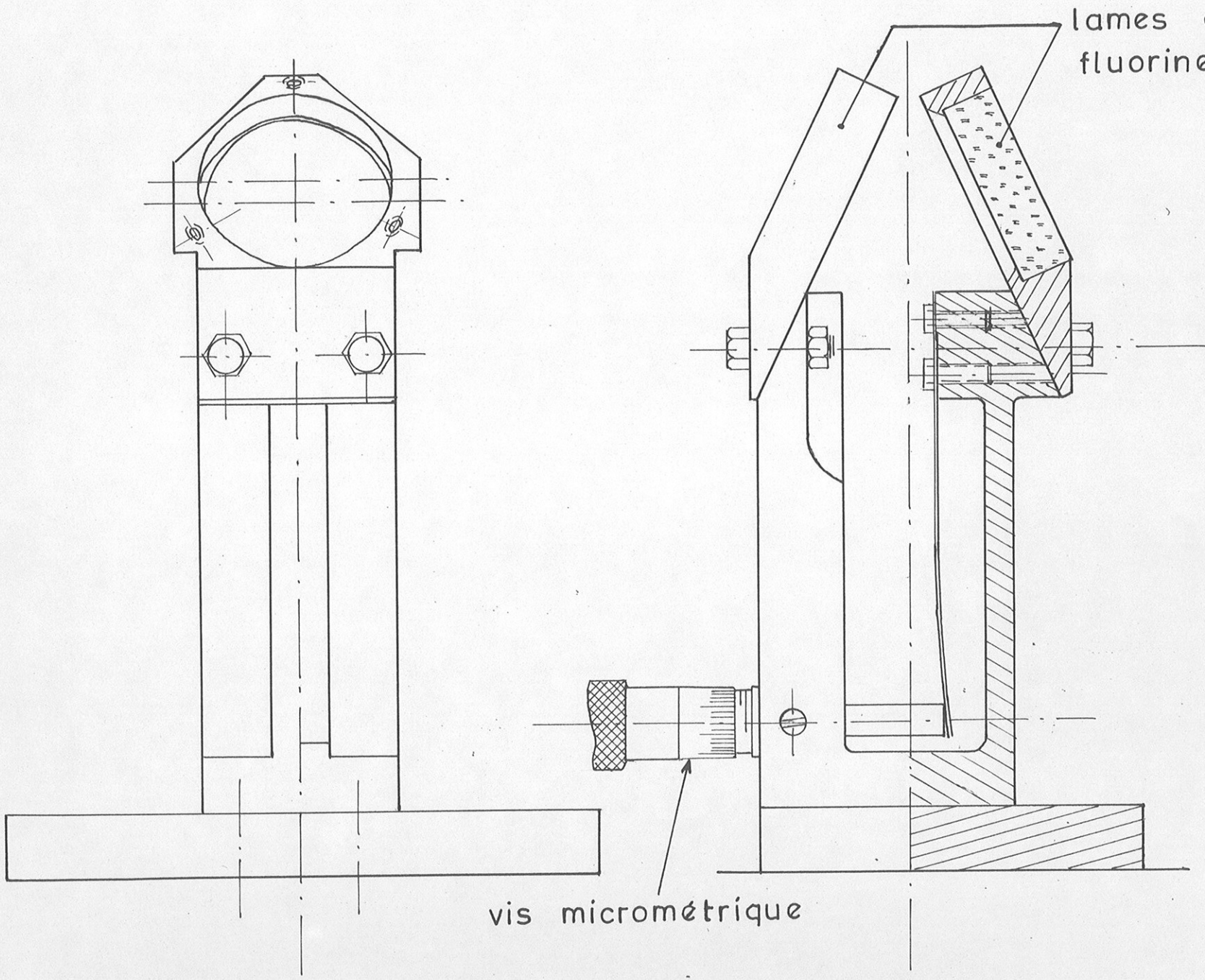


fig. 33 - ENSEMBLE COMPENSATEUR RÉGLABLE .

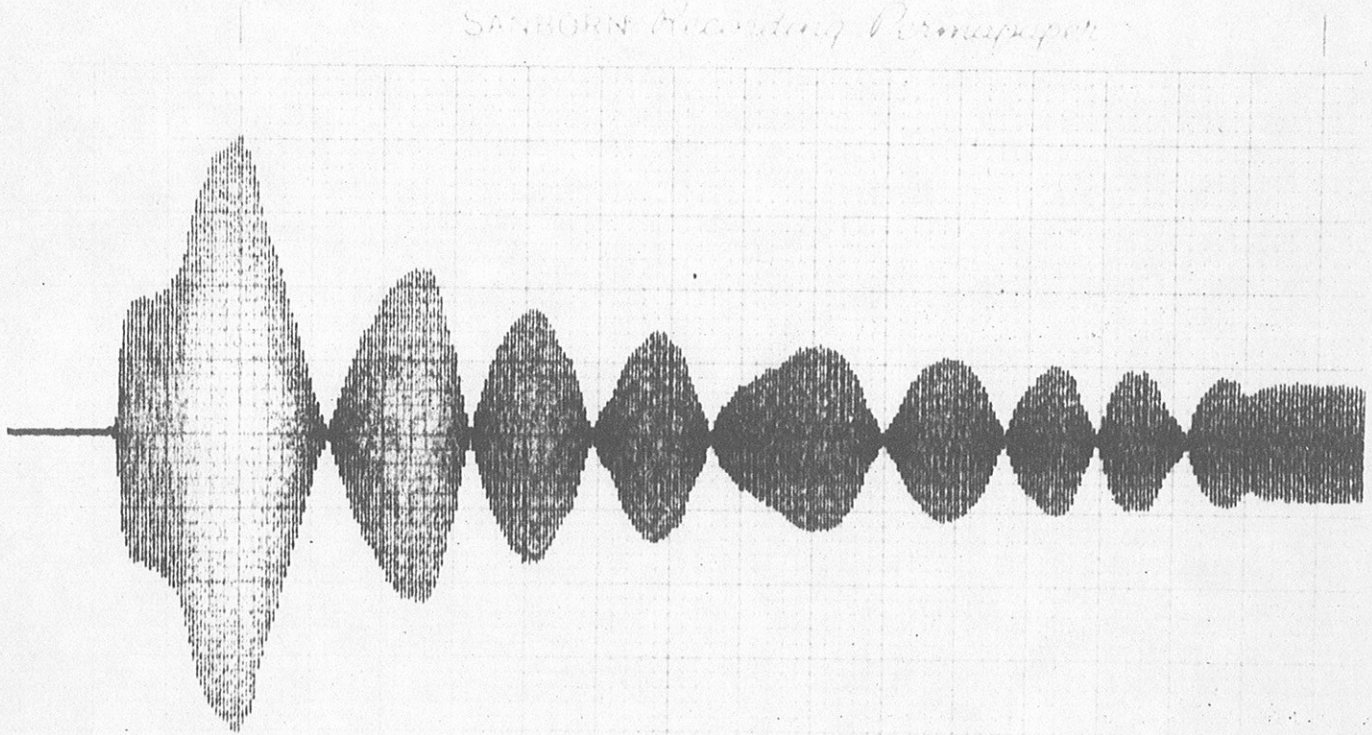
est rapporté un barreau aimanté cylindrique pénétrant d'un côté dans une bobine excitatrice, de l'autre dans une bobine captrice.

Le diapason, bien que correctement équilibré exerce toujours une petite réaction sur son support. Fixé sur le marbre qui porte l'interféromètre il induit alors des vibrations à une fréquence trop rapide pour l'asservissement de position de "l'oeil de chat" mobile. Il a donc été nécessaire de monter le diapason sur un bâti totalement indépendant. Pour conserver l'achromatisme de l'interféromètre une seconde paire de lames d'épaisseur aussi identique que possible aux précédentes est placée dans l'autre bras. Un réglage fin de l'orientation de l'une des lames permet une compensation complète de l'épaisseur optiquedu premier ensemble au repos. Le dispositif est représenté figure 33.

4) Réglage et étalonnage.

L'interféromètre étant correctement réglé avec une lampe à mercure basse pression, le diapason est introduit sur l'un des bras. Il doit être orienté de telle sorte que les anneaux à l'infini restent centrés en faisant varier la différence de marche. A cet effet le diapason est monté sur un plateau horizontal reposant sur 3 points. L'un sert de pivot pour imprimer une rotation du plan bissecteur du dièdre formé par les lames, autour d'un axe vertical. Sa hauteur est réglable pour effectuer une rotation autour d'un axe horizontal. Ceci étant fait, le système compensateur est introduit. Il est également réglé pour conserver le centrage des anneaux. Il faut alors réaliser l'égalisation des épaisseurs optiques des deux systèmes. Deux interférogrammes de lumière blanche sont enregistrées simultanément, l'un avec un faisceau traversant les lames l'autre sur le trajet référence. L'orientation d'une des lames du système compensateur est retouchée par le réglage fin pour amener les deux franges blanches en coïncidence.

Un étalonnage de l'amplitude de modulation est ensuite nécessaire. Elle est mesurée en franges de la raie verte du mercure. La valeur correspondante est repérée par les graduations du potentiomètre de commande du gain de l'amplificateur d'entretien du diapason. L'interféromètre stationnant, on recueille avec un photomultiplicateur le signal



MISE EN EVIDENCE DE LA FONCTION $J_1(z)$ - fig.34

L'interféromètre est éclairé par la raie verte du mercure. Les franges défilent tandis que l'amplitude du diapason augmente à peu près de manière continue.

de modulation de la raie verte visualisé sur l'oscilloscope. On repère la position du potentiomètre au défilement de chaque frange. On en déduit pour quelle longueur d'onde la modulation donnera un rendement maximum en appliquant la relation tirée des valeurs de la fonction $J_1\left(\frac{\pi \sigma}{2 \sigma_o}\right)$

$$\sigma_M = 1{,}17\ \sigma_o$$

Le nombre d'onde de la raie verte est 18 306 cm^{-1} donc pour une modulation pic-à-pic de n franges on obtient un maximum pour

$$\sigma = \frac{1{,}17 \times 18\ 306}{2\ n}\ cm^{-1}$$

soit pour : 1 frange = 10 709 cm^{-1}
2 " = 5 354 "
3 " = 3 569 "
4 " = 2 677 "

On peut tracer ainsi la courbe d'étalonnage qui sert ensuite, pour un domaine donné à régler la vibration du diapason. On voit que le domaine utile se situe entre une frange et trois franges. Pour cela les lames ne s'écartent que de quelques microns.

L'étalonnage peut-être réalisé aussi en enregistrant la fonction $J_1\left(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_o}\right)$. L'interféromètre étant éclairé par une raie monochromatique σ_r défile à vitesse continue. Si l'on fait varier continuement de 0 à son maximum l'amplitude de variation du diapason ceci équivaut à changer $\sigma_o = 1/\lambda$. Au lieu de l'interférogramme classique d'une raie en l'absence de modulation

$$I(\delta)_r = B(\sigma_r) \cos 2\pi \sigma_r \delta$$

on enregistre $I'(\delta, \lambda)_r = J_1\left(\frac{\pi}{2} \sigma_r \lambda\right) B(\sigma_r) \cos 2\pi\sigma_r\delta$

qui met en évidence la fonction de Bessel d'ordre 1. La raie verte du mercure a été utilisée pour réaliser l'enregistrement figure 34. Les positions pour lesquelles la modulation s'annule pour cette raie peuvent

être repérées avec précision, ce qui permet de faire un étalonnage.

4°) précautions de montage.

L'emploi d'une telle modulation, intervenant directement sur l'interférogramme impose un certain nombre de précautions :

a) électroniques

Nous avons signalé que dans le signal enregistré les différents harmoniques pouvaient en soi être intéressants. Mais pour la détection de l'un d'entre eux il est nécessaire d'éliminer complètement les autres, ainsi en particulier les harmoniques pairs qui donnent des interférogrammes en quadrature avec l'interférogramme désiré lorsqu'on détecte la fréquence propre.

Pour cela le signal traverse un filtre centré sur 200 Hz qui réalise une première alténuation, mais insuffisante. La démodulation par relais assure l'élimination la plus efficace. Pour tester le système une tension continue est envoyée au démodulateur; le signal doit être nul à la sortie de l'intégrateur qui suit.

L'amplitude de modulation doit être stable. Sa variation entraine un déplacement par affinité orthogonale suivant l'axe des σ de la fonction $J_1(\frac{\pi\sigma}{2\sigma_0})$ donc une variation de l'intensité dans le spectre, importante surtout aux frontières d'un domaine spectral large.

Un asservissement de cette amplitude a été envisagée. En fait le système à fonctionné sans ce contrôle. L'amplitude de modulation s'est avérée assez stable pour la durée d'une nuit d'observation. Mais des défauts de reproductibilité à plus long terme ont nécessité de vérifier de temps à autre l'étalonnage.

b) mécaniques.

Il importe de préciser les tolérances sur l'orientation du diapason. Une rotation de celui-ci par rapport au faisceau entraine une

translation latérale du faisceau et une variation de la différence de marche puisque l'épaisseur optique de l'ensemble des deux lames augmente. L'interféromètre stationnant à la différence de marche δ_o (fixée par la raie de référence) la valeur moyenne de la différence de marche pour le faisceau IR est $\delta_o + \epsilon$. Ceci produit si ϵ est constant un déphasage de la fonction d'appareil, un bruit supplémentaire si ϵ est aléatoire au cours de l'enregistrement. Mais d'après les formules données au début du § 2, si $\Delta\theta'$ est la rotation de l'ensemble des lames par rapport au faisceau le déplacement latéral (d y) est un effet du premier ordre alors que la variation de différence de marche ($d\delta$) est du second ordre.

$$d\,y = e' \left(1 - \frac{1}{n}\right) \Delta\theta'$$

$$d\,\delta = e' \left(1 - \frac{1}{n}\right) \frac{\Delta\theta'^2}{2}$$

e' : épaisseur de la lame équivalente

C'est là une propriété importante de ce montage et qui en fait son intérêt. Il n'en reste pas moins que le bâti qui porte le diapason doit être très stable (il est fortement lesté) ainsi que celui qui porte l'interféromètre pour qu'ils ne se déplacent pas l'un par rapport à l'autre.

c) optiques

En plus du faisceau planétaire, un faisceau de lumière verte du mercure qui sert à commander l'avance de "l'oeil de chat" mobile, un faisceau "blanc" pour repérer la différence de marche zéro (cf. 5ème chapitre, description générale du montage) traversent l'interféromètre. Ils créent de la lumière parasite par diffusion sur les pièces optiques. Avec la modulation externe celle-ci n'est pas génante puisqu'elle n'est pas modulée, mais avec la modulation interne elle peut être détectée et venir se méler au signal utile. En conséquence des filtres ont été placés devant la lampe à mercure pour ne laisser strictement passer que la raie verte. Afin de pouvoir utiliser le faisceau de lumière "blanche" d'étendue minimum des récepteurs plus sensibles (cellules PbS de 1 x1mm avec des condenseurs de miscroscope) ont été montés.

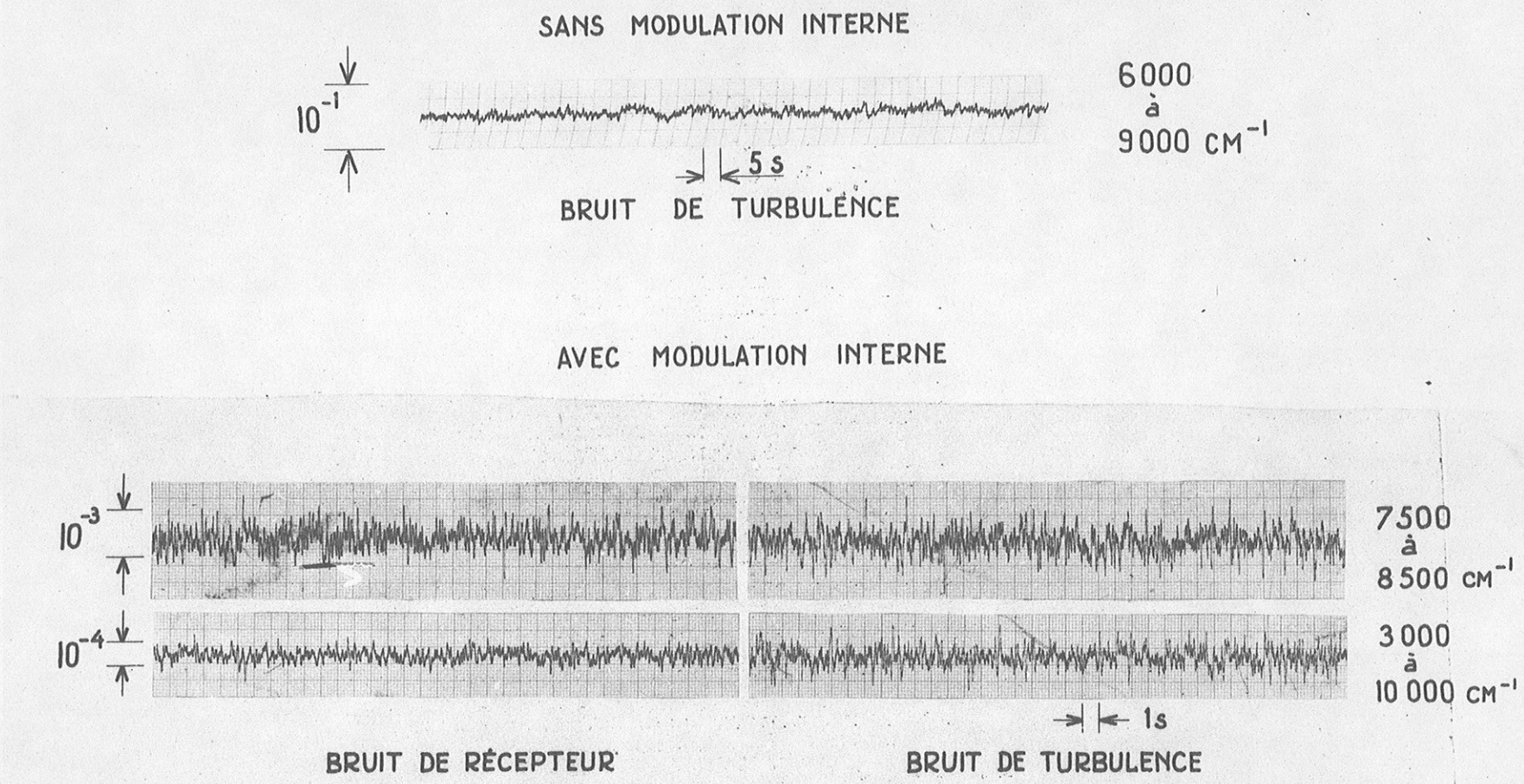

SANS MODULATION INTERNE
10^{-1}
5 s
6000
à
9000 CM^{-1}
BRUIT DE TURBULENCE
AVEC MODULATION INTERNE
10^{-3}
10^{-4}
7500
à
8500 CM^{-1}
3000
à
10 000 CM^{-1}
1s
BRUIT DE RÉCEPTEUR
BRUIT DE TURBULENCE

fig. 35

5°) Performances

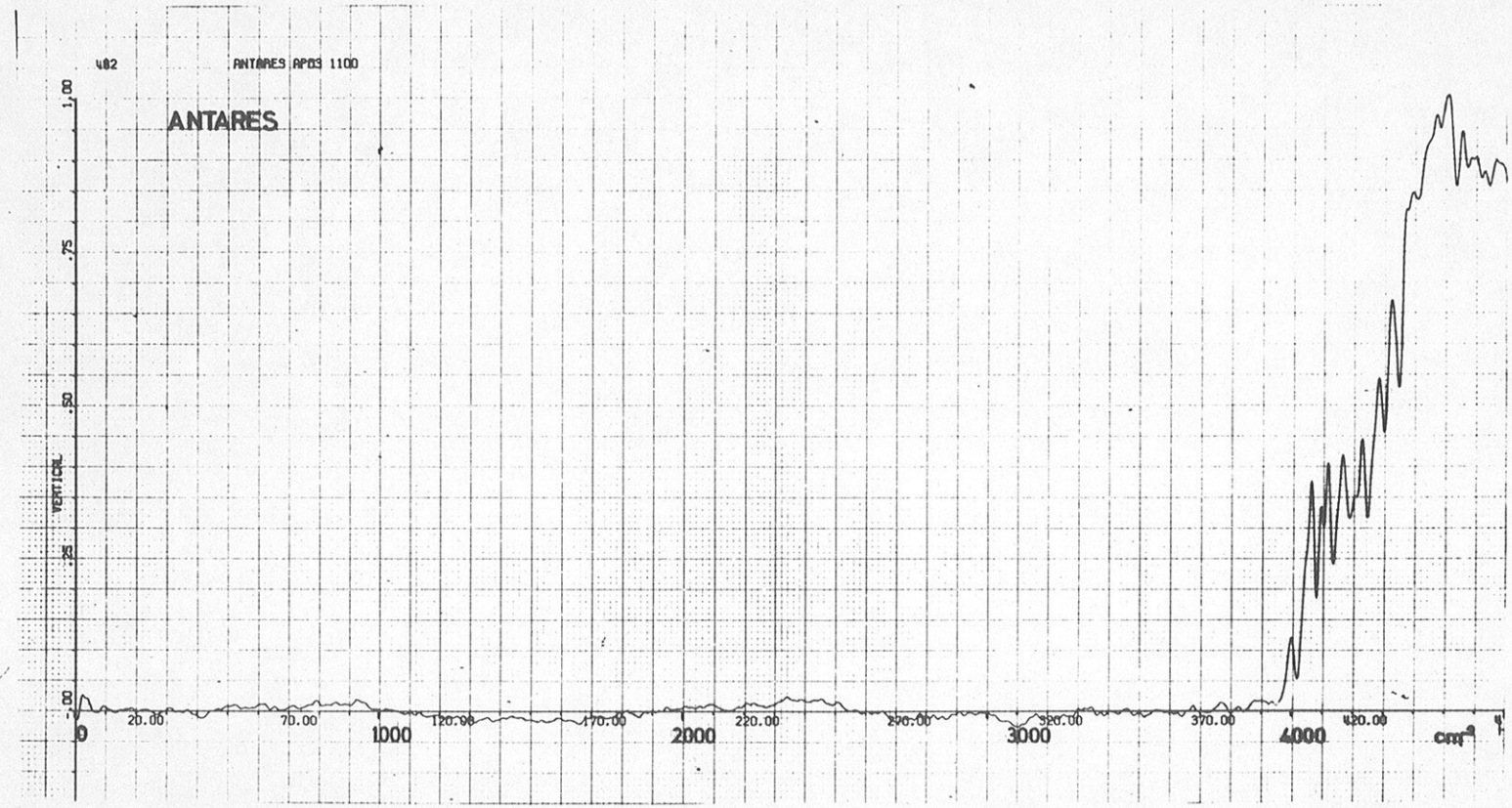
Ce système de modulation s'est avéré d'une grande efficacité pour corriger l'essentiel du bruit apporté par la turbulence. Des enregistrements du signal après détection le prouvent incontestablement (Fig. 35).

L'interféromètre stationne à différence de marche élevée de telle sorte que les détails de l'interférogramme soient négligeables. C'est donc la valeur du fond continu qui est enregistrée.

Le premier enregistrement a été obtenu avec la modulation externe décrite au 3ème chapitre § II, sur Mars à travers un filtre isolant la bande 6 000 -6 900cm^{-1} (z=38°). On y voit nettement des fluctuations du niveau moyen à basse fréquence qui représentent quelques % de l'intensité totale (portion centrale de l'interférogramme).

Les deux autres enregistrements ont été réalisés avec la modulation interne, sur Vénus, en plein jour donc dans des conditions de turbulence plus sévère. On ne peut absolument pas voir de différence entre le bruit enregistré en l'absence de signal (bruit de récepteur) et le signal pour la fenêtre 7 500 -8 500cm^{-1}. En recevant à la fois toute la bande recouvrant le domaine de sensibilité des cellules à sulfure de plomb on note un léger accroissement mais qui de toute manière représente 10^{-4} de l'intensité totale.

La fig.36 constitue une autre illustration du progrès accompli. Il s'agit du calcul à faible résolution, à partir de la fréquence zéro, du spectre d'Antarès, pris dans des conditions très défavorables : très basse sur l'horizon ($z > 60°$) au coucher du soleil (TU 18h.30 -20h.40), en recevant à la fois tout le domaine 3 700 -9 000 cm^{-1}. Sans être absolument nul ce bruit peut être avantageusement comparé à celui qui est présenté fig 13 A, en l'absence de modulation interne, sur Mars dans des conditions autrement moins critiques.



BRUIT DE SCINTILLATION RESIDUEL AU VOISINAGE DE LA FREQUENCE ZERO (SOURCE TRES BASSE SUR L'HORIZON,

fig:36

AU COUCHER DU SOLEIL, TRES LARGE DOMAINE SPECTRAL 4000 - 9150 cm^{-1})

Sans vouloir nécessairement travailler jusque dans des conditions aussi extrêmes, le résultat est intéressant car en pratique pour deux enregistrements successifs la transparence peut être différente. Nous sommes donc assurés que le spectre pris dans des conditions même médiocres est utilisable , le temps de mesure ayant été augmenté en conséquence, pour une comparaison avec le meilleur spectre. L'expérience l'a amplement prouvé. Ceci accroit considérablement les possibilités de temps d'observation.

On peut conclure que par la mise en place de ce système de modulation la turbulence atmosphérique n'est plus désormais un obstacle à l'emploi de la spectroscopie par T.F. en astronomie. On atteint les limites plus fondamentales imposées par les détecteurs, l'énergie et le temps d'observation dont on dispose.

COMPLEMENT

MESURE DE L'INTENSITE DE LA SOURCE PAR UNE MODULATION EXTERNE EN PRESENCE DE LA MODULATION INTERNE .

Nous avons essayé de mettre au point une méthode de mesure de l'intensité de la source pour asservir la durée d'intégration à chaque stationnement du chariot qui ne nécessite pas l'usage de deux détecteurs supplémentaires comme dans le montage décrit au 3ème chapitre, § III. En plus de l'économie réalisée ceci peut permettre d'améliorer la corrélation entre le signal et la référence.

Cette mesure est rendue possible grâce à la modulation interne qui permet de moduler le terme d'interférence sans moduler la valeur moyenne. Supposons que l'on envoie l'image de la planète à une entrée de l'interféromètre, l'image d'une portion de ciel à l'autre ceci de manière fixe comme indiqué au 3ème chapitre § II mais en installant une modulation externe pour une petite fraction k% de l'intensité incidente. A la sortie d'un récepteur on aura un signal de la forme :

$$(1-k)\left[a\,P+b\,C+I(\delta)\cos 2\pi f_1 t\right] + k\left[a\,P+I(\delta)\cos 2\pi f_1 t,\right]\cos 2\pi f_2 t$$

avec :
- f_1 : fréquence de la modulation interne
- f_2 : " " externe
- $I(\delta)$: interférogramme
- P et C : intensités respectives de la planète et du fond du ciel
- a et b : coefficients de transmission dépendant de l'interféromètre (cf. expressions au 3ème chapitre § II : modulation externe)

Une détection synchrone à la fréquence f_1 donne $I(\delta)$.

Une autre détection à la fréquence f_2 donne kaP terme proportionnel à l'intensité de la planète seule.

Le problème pratique à résoudre consiste à réaliser l'envoi alterné d'une fraction seulement de l'énergie incidente, le faisceau principal n'étant pas affecté.

(Fig.27) Un miroir plan est placé sur le faisceau avant le dièdre qui partage l'image en un faisceau "planète" et un faisceau "ciel". Une lame mince à faces parallèles sans traitement est placée devant, aussi près que possible. Elle fait un petit angle avec le miroir tel que l'image qu'elle donne par réflexion vitreuse soit décalée sur le dièdre. En faisant déplacer cette lame dans son plan d'un bord à l'autre du faisceau on obtient bien la modulation souhaitée.

1ère alternance : lame sur le faisceau

interféromètre { entrée I : $(1-k)(P+C) + kC$

interféromètre { entrée II : $(1-k)C + k(P+C)$

2ème alternance : lame en dehors du faisceau

" { entrée I : $P + C = (1-k)(P+C) + k(P+C)$

" { entrée II : $C = (1-k)C + kC$

La modulation aurait pu être obtenue avec un disque tournant avec des pales constituées de lames minces et transparentes. Les pales sont difficilement dans le même plan et les intervalles entre elles pas rigoureusement égaux ce qui engendre des harmoniques qui peuvent être gênant. Nous avons préféré essayé un diapason portant à l'extrémité de chaque branche une lame mince.

On a une fréquence propre bien déterminée et une seule lame sert à la modulation ce qui élimine les inconvénients du système tournant. La fréquence souhaitable avait été fixée à 400Hz (la modulation interne se situant à 200). Mais le déplacement pic-à-pic de la lame devait être de l'ordre de 10mm. Par des phénomènes d'écrouissage du matériau du diapason l'amplitude de vibration s'est vite amortie ce qui a obligé à abandonner le projet sous cette forme.

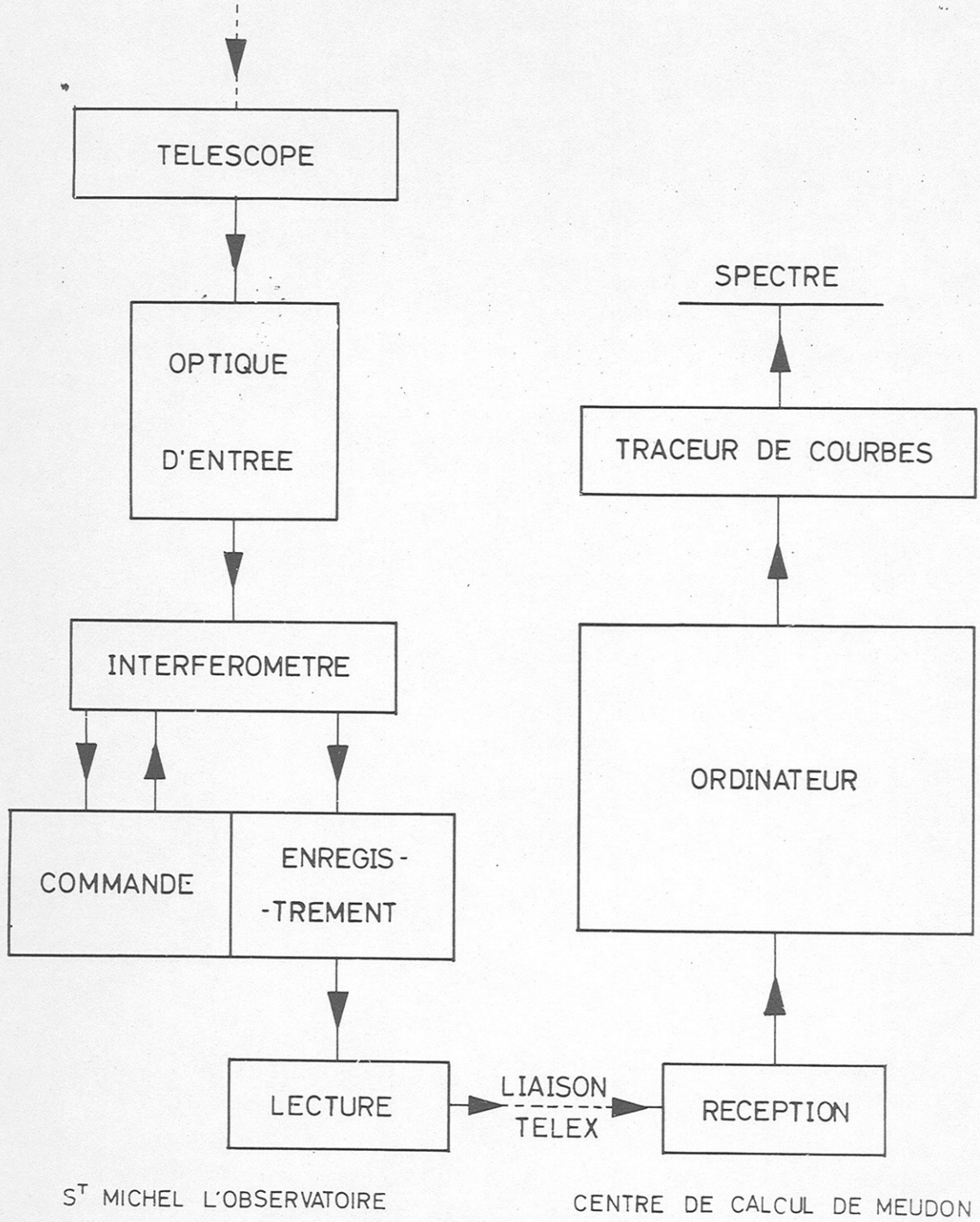


Fig:37 DIAGRAMME DE L'ENSEMBLE DE L'EXPERIENCE

Chapitre V

DESCRIPTION GENERALE DU MONTAGE

Les organes particuliers mis au point pour les raisons étudiées précédemment doivent maintenant être situés dans l'ensemble du montage dans lequel ils s'insèrent. Deux versions d'ailleurs voisines en seront décrites; l'une l'a déjà été dans l'article de J. et P. CONNES "Near I. R. planetary spectroscopy by Fourier Spectroscopy - Instruments and results". (23) et l'autre, en partie, dans l'article de J. et P. CONNES et J.P. MAILLARD, "Spectroscopie astronomique par T.F.". (24)

L'ensemble complet de l'expérience se ramène à la chaîne: Télescope - optique d'entrée - interféromètre - ensemble électronique de commande de l'interféromètre et d'enregistrement des données - système de transmission - calculateur, (fig.37). Toutes les expériences relatées ici ont été réalisées au foyer coudé du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence.

I - MONTAGE POUR L'OBSERVATION DE MARS (Mars 1965)

1°) Optique d'entrée

Le rôle de cet ensemble est d'assurer la liaison entre le télescope et l'interféromètre, donc d'effectuer un transport, avec les grandissements adaptés, de l'image de la source et de la pupille d'entrée du télescope, mais également de réaliser la stabilisation de l'image planétaire, la séparation de la source d'avec le fond du ciel. Ainsi se trouvent intégrés le système de guidage photo-électrique, de modulation externe décrits au Chapitre III.

L'ensemble a été installé directement dans la salle du foyer coudé. La figure 38 en donne le schéma optique. Un miroir plan M_1 sur l'axe polaire rend le faisceau horizontal. La suite des miroirs est fixée sur un marbre en Alpax de 50 x 150 cm. Un faisceau ouvert à f/30 est délivré par le télescope qui a donc une distance focale équivalente :

$$F = 1{,}93 \times 30 \backsimeq 58 \text{ m}$$

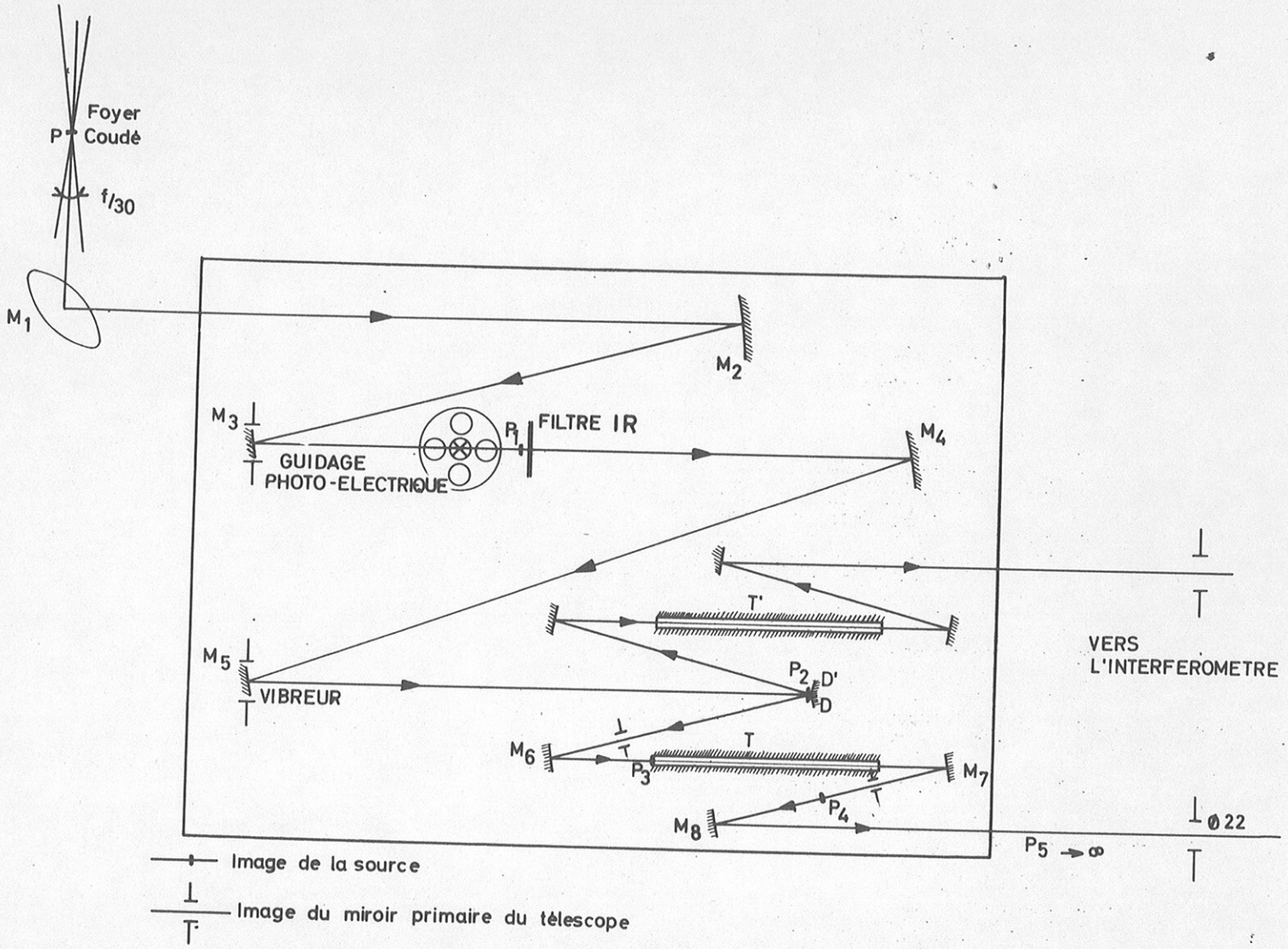


Fig.38 SCHEMA DE L'OPTIQUE D'ENTREE (I)

L'image de Mars au coudé a pour diamètre 4 mm (diamètre angulaire 13"). Elle est à 1,5 m d'un miroir collecteur M_2. Bien que la section du faisceau dans ce plan soit de 50 mm, ce miroir a 120 mm de diamètre. Ainsi l'image peut se déplacer dans le champ donné par le télescope($\simeq$ 60 mm.) M_2 forme l'image du miroir primaire du télescope sur M_3, miroir du système de guidage photoélectrique. Cette image étant fixe, M_3 a le même diamètre que l'image, et sert de diaphragme d'entrée. L'ensemble M_2 - M_3 (γ= 0,7) redonne une image de la planètre en P_1. Un film de Mylar placé avant réfléchit cette image sur la pointe de la pyramide du guidage photoélectrique (cf. 3ème chapitre § I). Le filtre I.R. qui isole le domaine spectral étudié est situé en ce point. L'ensemble M_4 - M_5 forme l'image de P_1, appelée P_2 (γ = 1,05) sur le dièdre D, D' tandis que M_4 forme l'image de M_3 avec un grandissement 1 sur M_5 : miroir vibrant du système de modulation externe (cf. 3ème chapitre § II). L'image de la planète est reprise par M_6 pour être faite sur l'entrée du tube doré T (cf. 4ème chapitre 1° - b). Lorsque celle-ci est envoyée sur D, M_7 - M_8 la rejette à l'infini. D sert de miroir de champ. Avec M_7 - M_8 il donne de M_5, donc du miroir primaire du télescope une image réelle de diamètre 22 mm à 50 cm en-dehors du marbre. La lumière du fond du ciel suit simultanément un trajet semblable avec un ensemble symétrique utilisant D'. On a donc deux faisceaux de lumière parallèle : planète et fond du ciel qui s'alternent avec sur chacun l'image du miroir primaire du télescope à distance finie.

Sur la partie visible du faisceau ont été introduits en plus deux lames minces sans traitement, éclairant des oculaires, pour observer, l'un l'image au foyer coudé et s'assurer qu'elle est dans le champ, l'autre l'image après le guidage.

2°) <u>L'interféromètre</u>

a) Schéma optique

Il est du type "double entrée - double sortie" selon le modèle proposé par FELLGETT (8) dont nous avons donné le schéma fig. 12 et fig. 20.

Il est monté sur un marbre en Alpax de 50 x 150 cm. Les ré-

flecteurs sont des systèmes catadioptriques afocaux, dits "oeil de chat". Ils ont déjà été utilisés et décrits dans la Thèse de M. CUISENIER (22); leurs aberrations ont été étudiées dans un récent article de R. BEER (56). Au foyer d'un miroir primaire concave est placé un petit miroir sphérique. Ce système est équivalent dans l'optique de Gauss à un miroir unique dont le sommet est rejeté à l'infini et dont le centre est l'image du centre du petit miroir donnée par le grand. D'un rayon incident la combinaison donne un rayon émergent symétrique par rapport à ce centre, ce qui en fait un montage équivalent à un trièdre réflecteur. La combinaison présente nécessairement des aberrations. Le primaire est parabolique pour éliminer l'aberration sphérique. La condition, pour des angles d'incidence élevés (10°), pour que la surface d'onde émergente s'écarte au minimum d'une onde plane est, d'après R. BEER (56), $R_2 = - 2{,}062\ F_1$, (R_2 rayon de courbure du secondaire, F_1 focal du primaire) mais, pour les angles d'incidence très faible utilisés (moins de 1°) R_2 peut être quelconque. En fait, on choisit $R_2 = - F_1$, c'est-à-dire que les 2 miroirs sont concentriques. En plaçant "l'oeil de chat" tel que le centre commun soit sur la séparatrice, il forme l'image de la séparatrice sur elle-même ce qui permet d'en rendre minimum les dimensions inutiles.

Dans l'interféromètre utilisé chaque "oeil de chat" comporte un miroir parabolique de 7 cm de diamètre, ouvert à f/3,4 et un secondaire de 6 mm de diamètre. Il est indispensable qu'ils soient identiques pour que les ondes interférentes soient superposables. C'est pourquoi un "oeil de chat" est préalablement réglé (en agissant sur la distance primaire-secondaire) pour être rendu afocal en plaçant un miroir plan sur l'autre bras de l'interféromètre. Le second "oeil de chat" ensuite est réglé par comparaison au premier en éclairant tout l'interféromètre et en observant la teinte plate.

Interférométriquement le système présente deux entrées mais spatialement chacune est divisée en deux, ce qui fait quatre entrées conjuguées deux à deux auxquelles sont envoyés respectivement :

- faisceau "planète"
- faisceau "fond du ciel"
- faisceau monochromatique

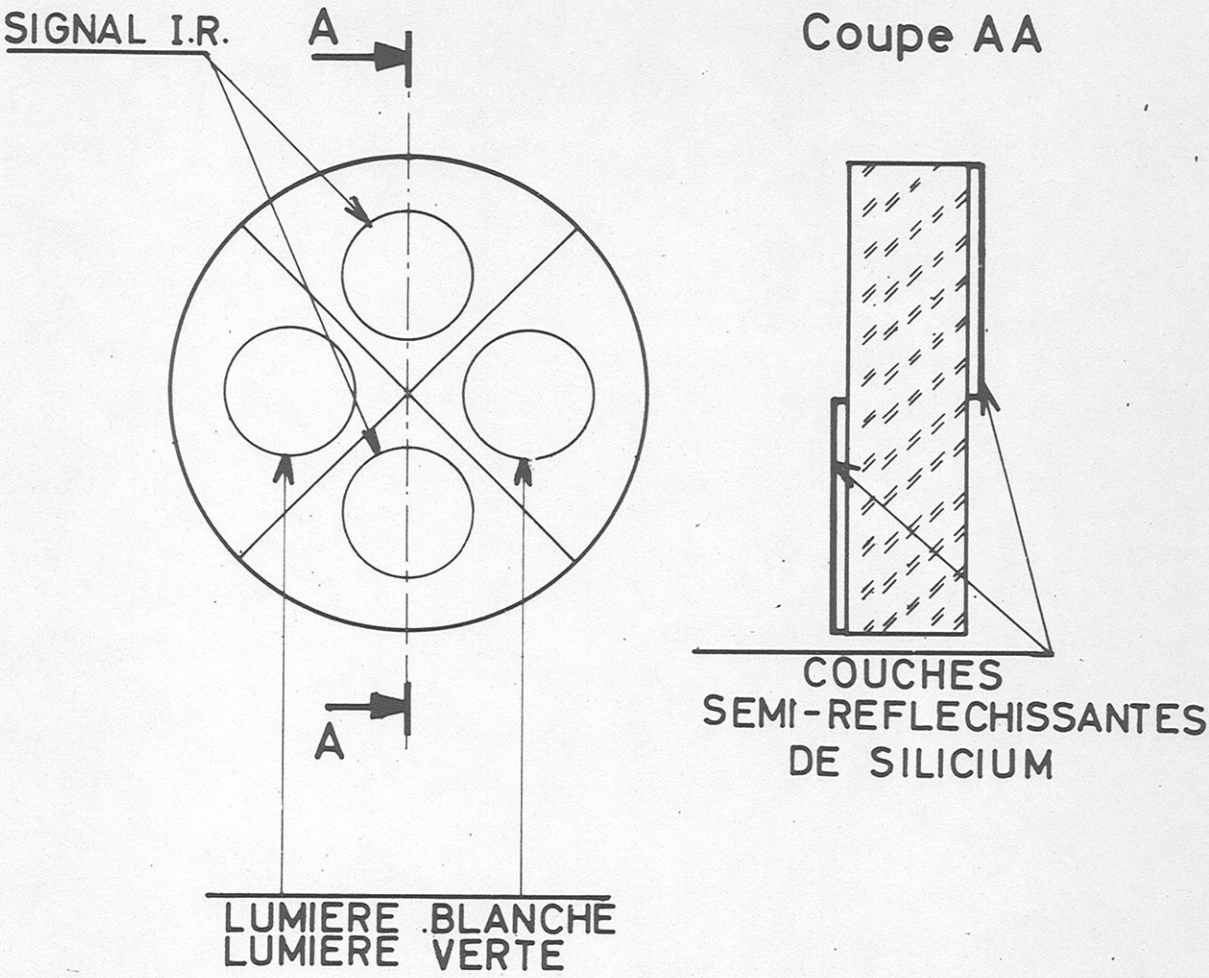


Fig:39 TRACE DES FAISCEAUX SUR LA SÉPARATRICE ET VUE DE CÔTÉ

- faisceau "lumière blanche"

Les deux premiers, délivrés par l'optique d'entrée décrite précédemment, vus à travers le filtre I.R. qui limite le domaine spectral étudié, sont envoyés dans l'interféromètre de telle sorte que chaque "oeil de chat" donne aux faisceaux émergents un déplacement vertical. La lumière monochromatique sert à la commande interférométrique de l'"oeil de chat" mobile. Elle est fournie suivant le besoin par une lampe spectrale de mercure naturel ou par un tube sans électrode de Hg^{198} excité en H.F.

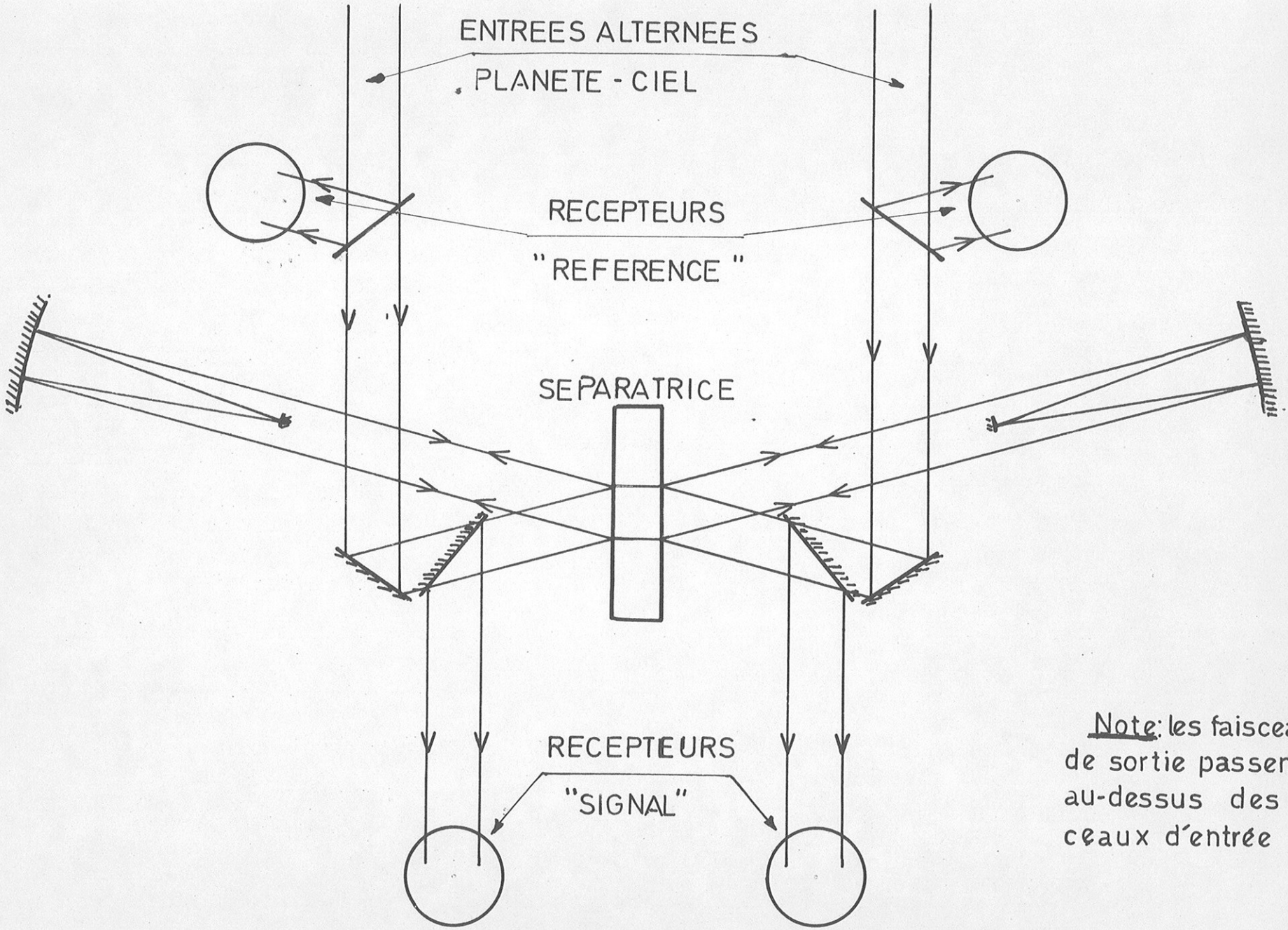
Un faisceau de lumière blanche, donné par une lampe à incandescence est envoyé dans l'interféromètre pour repérer la différence de marche zéro. Utilisant une entrée conjuguée de celle qu'emprunte la lumière verte, les 2 faisceaux sont distingués spectralement en plaçant un filtre I.R. passe-haut devant la lampe blanche et séparés à chaque sortie par un filtre froid.

En définitive la trace de chacun de ces faisceaux sur la séparatrice est indiquée par la figure 39 . Celle-ci est un disque d'Infrasil (Ø 80 e = 20) parallèle à $\lambda/4$. Elle porte sur un premier quadrant qui correspond à l'entrée des faisceaux "planète" et "fond-du-ciel" et sur le quadrant de la face opposée, symétrique par rapport au centre, une couche de Silicium qui donne R = T = 0,5 pour 1,6 μ mais utilisable avec un rendement moindre entre 1 et 3 μ. Sur le quadrant suivant, correspondant à l'entrée de la lumière verte et de la lumière "blanche", et du symétrique sur la face opposée est déposée une couche semi-réfléchissante SZn, cryolithe, maximum pour le vert et le proche I.R.

La figure 40 représente le trajet des faisceaux issus du télescope, dans l'interféromètre. Deux lames minces de fluorine placées sur chacune des entrées servent à donner le faisceau de référence qui mesure l'intensité de la source et à commander la durée du temps d'intégration du signal (cf. 3ème chapitre § III Intégration en temps variable). La figure 41 indique le trajet des faisceaux auxiliaires.

b) Les détecteurs

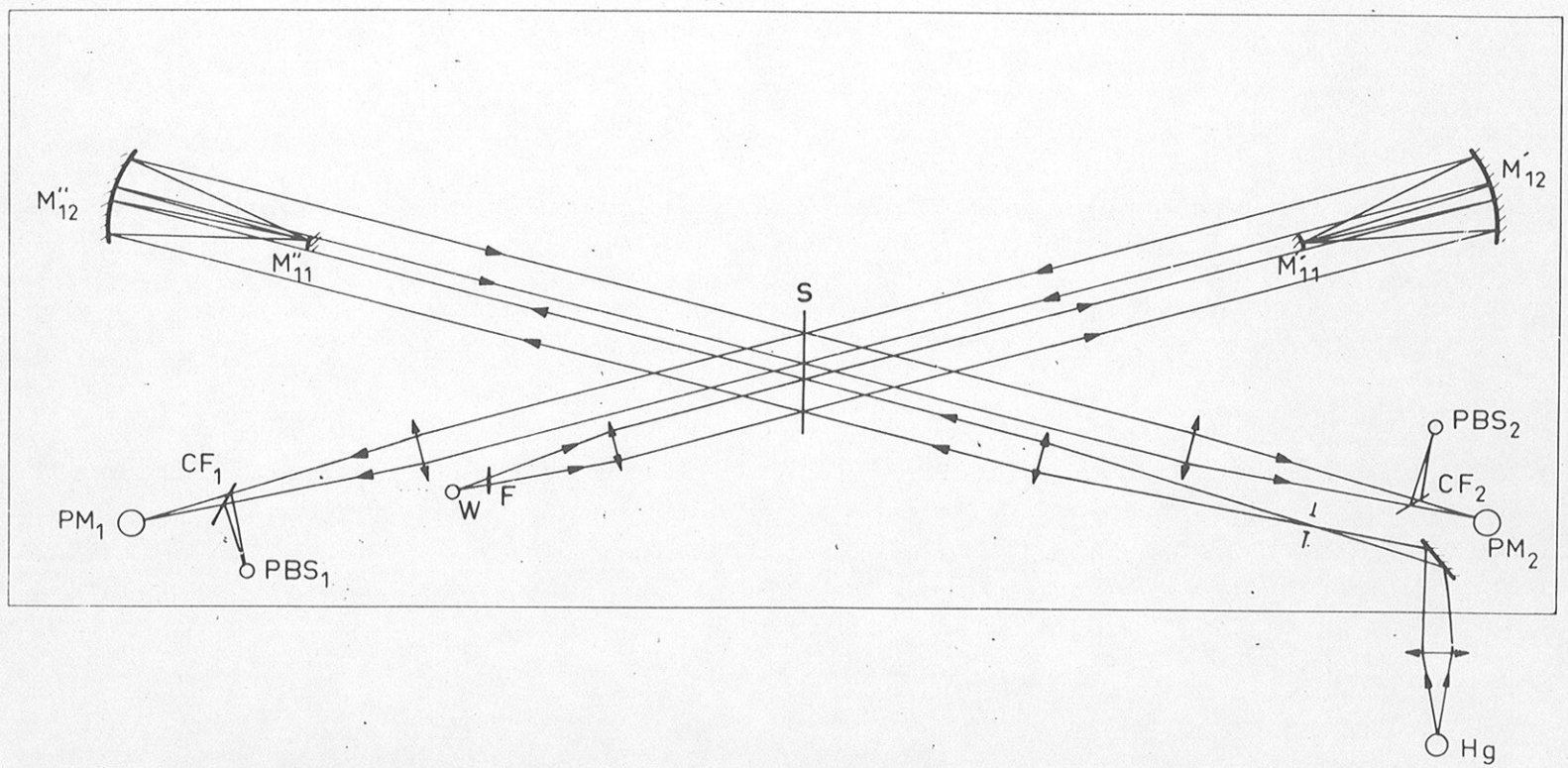
- Les faisceaux I.R. (signal et référence) sont reçus par quatre cellules PbS montées dans des vases Dewar. Des miroirs paraboliques hors de l'axe servent de condenseurs tout en coudant le faisceau à 90°. Ils ont été taillés à l'atelier de J. DEMARCQ à l'Institut d'Optique de Paris, dans



Note: les faisceaux de sortie passent au-dessus des faisceaux d'entrée

TRAJET DE LA LUMIERE VENANT DU TELESCOPE DANS L'INTERFEROMETRE

FIG. 40



TRAJET DES FAISCEAUX AUXILIAIRES Fig. 41

une parabole concave de ∅ 120 et f = 20 mm sciée ensuite en quatre portions.

La dimension de l'image sur les cellules est :

$y = f\alpha$

α: diamètre angulaire du faisceau

la relation de LAGRANGE donne :

$D\,\theta = d\alpha$

D : diamètre du miroir primaire du télescope : 1930 mm

θ : diamètre angulaire de la source : $6,5 \cdot 10^{-5}$ rd

d : diamètre de la pupille de sortie 22 mm

d'où $\alpha \simeq 6.10^{-3}$ et $y \simeq 0,12$mm

Des cellules de 0,25 x 0,25 mm ont été utilisées faute de détecteurs à surface sensible plus petite.

- pour le faisceau de lumière "blanche" des cellules PbS de 3 mm x 3 mm non refroidies suffisent. Une lentille mince de 250 mm de focale sert à former l'image.

- Pour le faisceau de lumière verte un photomultiplicateur 1 P 21 est placé à chaque sortie.

c) Déplacement du miroir mobile

L'"beil de chat" repose sur 3 billes (∅ 22 mm) qui roulent dans deux vés parallèles suivant un montage rationnel. Sur les faces des vés sont collées des lames de glace pour réduire les frottements solides. Elles ne sont pas polies mais doivent être maintenues propres. Le déplacement utile du chariot est de 5,5 cm; ce qui correspond à une différence de marche de 11 cm. Le cylindre d'espacement des miroirs de l'" oeil de chat" est en magnésium pour présenter un poids réduit. A l'arrière du miroir primaire est fixée une bobine qui pénètre dans un pot magnétique semblable à celui d'un haut-parleur. Un courant continu envoyé dans cette bobine fournit la force de déplacement du chariot. La vitesse est mesurée à l'aide d'une f.e.m d'induction, c'est-à-dire qu'un aimant solidaire du chariot pénètre dans une bobine fixée au bâti (transducteur commercial). Pour une vitesse de 1 frange /s, la f.e.m. est de 7 μ V. Il est donc nécessaire de se protéger effi-

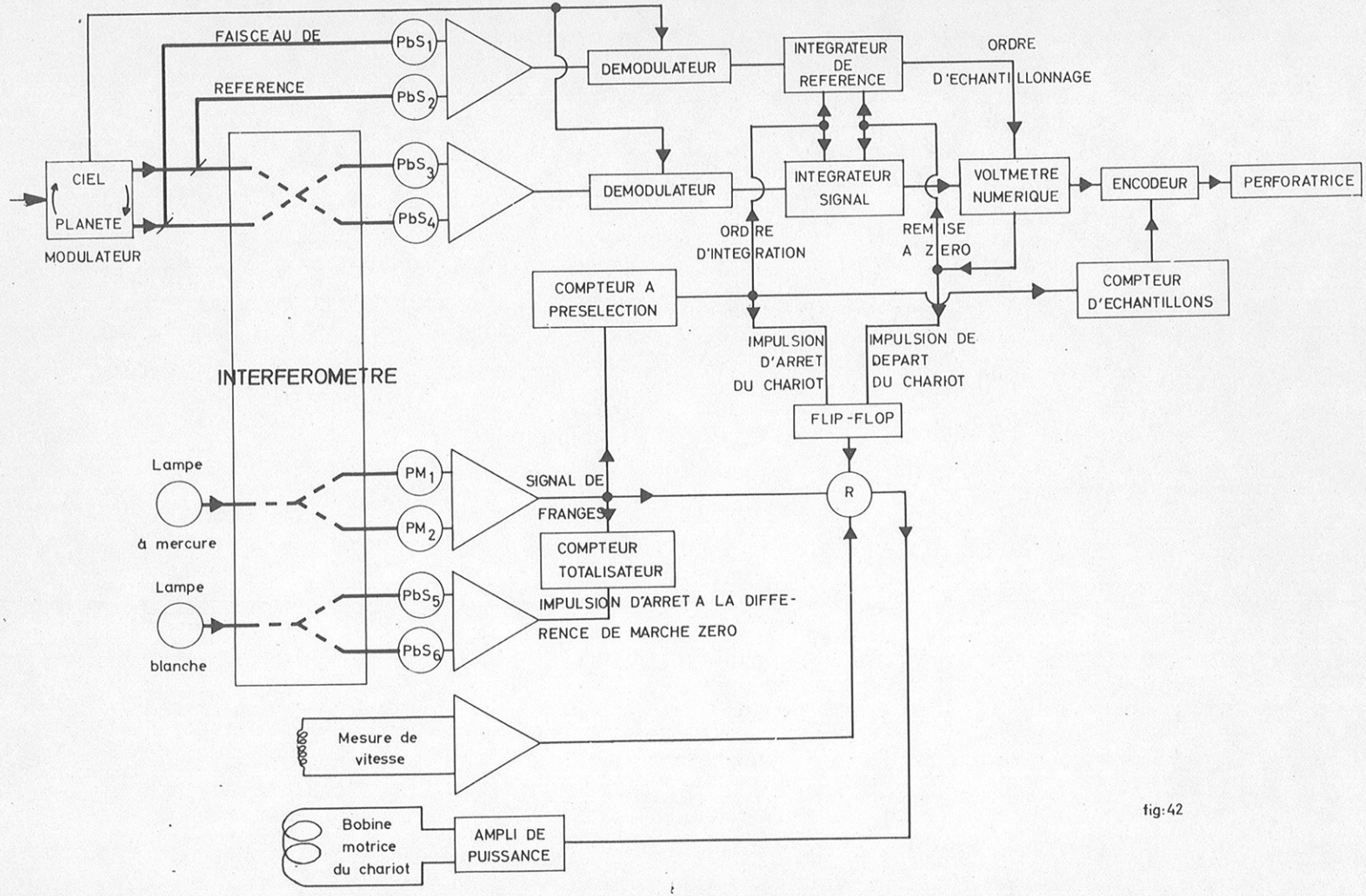


fig:42

DIAGRAMME DU SYSTEME ELECTRIQUE

cacement des champs magnétiques ambiants induits par le secteur. Aussi, deux systèmes identiques parallèles et proches, avec les aimants montés en opposition ont été placés dans un blindage commun en mumétal.

3°) Système électronique

N'ayant pas eu à y travailler directement nous n'entrerons pas dans le détail et en donnerons simplement le schéma de principe pour l'intelligence de l'ensemble, (fig. 42).

Le chariot étant en mouvement, le signal de franges de lumière verte est envoyé :

- à un compteur totalisateur de franges. Il est arrêté par l'impulsion produite au passage à la différence de marche zéro par la source "blanche". Le nombre indiqué est utilisé dans le calcul. Il est remis en marche manuellement simplement pour donner constamment le nombre total de franges balayées donc la différence de marche atteinte.
- à un compteur à pré-sélection qui lorsqu'il a compté n franges (nombre imposé extérieurement, (cf. 2ème chapitre § III Bruit et échantillonage) délivre une impulsion envoyée au relai R.
- à ce même relai. Lorsque ce dernier reçoit l'impulsion précédente le signal de franges parvient à la bobine motrice du chariot. Celui-ci en se déplaçant conserve le signal de franges égal à zéro, il est donc asservi à une différence de marche fixe.

La phase de mesure de l'interférogramme commence. Le signal I.R. à la sortie de l'interféromètre et le signal de "référence" à l'entrée sont reçus après démodulation, par deux intégrateurs identiques. Lorsque le signal de l'intégrateur "référence" atteint un niveau pré-déterminé il commande la mesure de l'échantillon de l'intégrateur "signal" par un voltmètre digital (5 décades plus le signe, précision de 1 caractère pour 30000), la remise à zéro des intégrateurs et le départ du chariot pour un nouveau cycle en envoyant dans la bobine motrice par le relai R le signal du transducteur de vitesse.

Les données numériques, à savoir la valeur et le numéro de l'échantillon de l'interférogramme sont enregistrés après avoir été codés sur bande perforée 8 canaux.

Pour ce qui est du sort de cette bande contenant en puissance toute la précieuse information sur l'atmosphère martienne, en l'absence d'un moyen téléphonique de liaison, elle rejoignait par la voie des airs le centre de calcul numérique de Meudon pour y être traitée par l'ordinateur IBM 7040.

II - MONTAGE POUR L'OBSERVATION DE JUPITER, VENUS, SATURNE

Il ne diffère pas fondamentalement du précédent mais, un certain nombre d'organes y ont été soit introduits, soit supprimés, soit modifiés.

1°) Optique d'entrée

Pour mettre l'interféromètre à l'abri des vibrations particulièrement intenses à chaque rotation de la coupole, celui-ci a été installé sur une banquette solidaire du pilier du télescope. Ceci a compliqué l'optique d'entrée en allongeant considérablement la distance - sortie du télescope -entrée de l'interféromètre. Une combinaison assurant un transport de l'image avec un grandissement 1 et donnant du miroir primaire une image à l'infini a été montée avant le marbre portant le système de guidage photoélectrique. La figure 43 en donne le schéma en plan. L'image P au coudé est au foyer du miroir M_3 (f = 6000). Les miroirs plans M_1 sur l'axe polaire et M_2 servent à décaler le faisceau latéralement et à le rendre vertical. M_4 identique à M_3 donne donc à son foyer une image P' égale à P. M_5 et M_6 servent à replier et rendre horizontal le faisceau. Les différents miroirs ont été calculés pour pouvoir accepter le champ de 60 mm du foyer coudé. L'image du miroir primaire du télescope donnée par le secondaire est à environ 14,5 m en arrière du foyer coudé. Une lentille de champ en forme une image dont M_3 donne une image virtuelle au foyer de M_4 pour l'envoyer à l'infini.

La lentille du champ a un autre rôle : inclinée à 30° sur le faisceau et placée quelques centimètres avant l'image, elle donne par réflexion une autre image observée par un oculaire de 50 mm de champ. Il sert pour le pointage du télescope et la surveillance de l'image au cours de l'enregistrement. Pour corriger l'astigmatisme que créerait une lentille simple inclinée, celle-ci est cylindro-sphérique. D'un point hors de l'axe

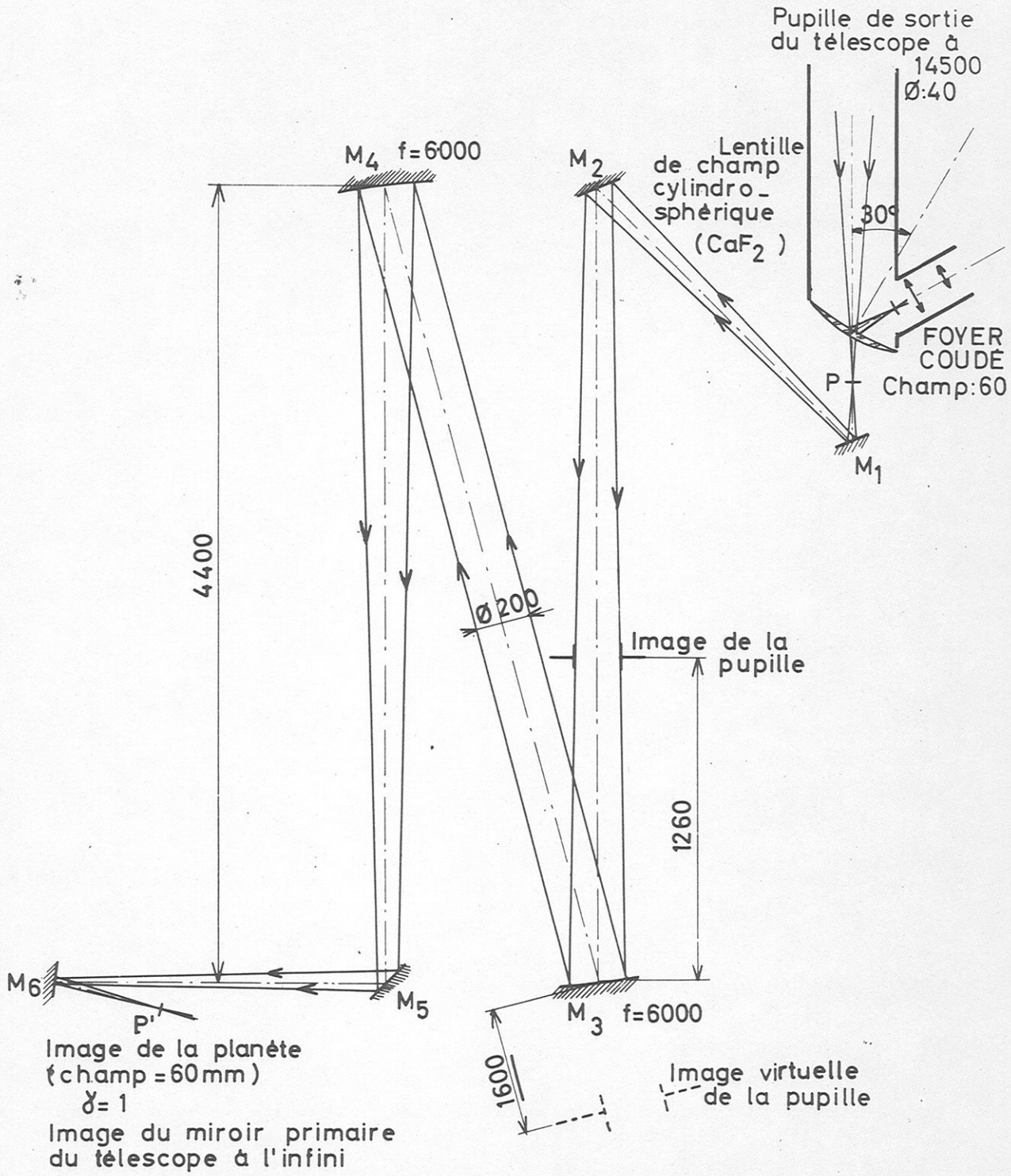
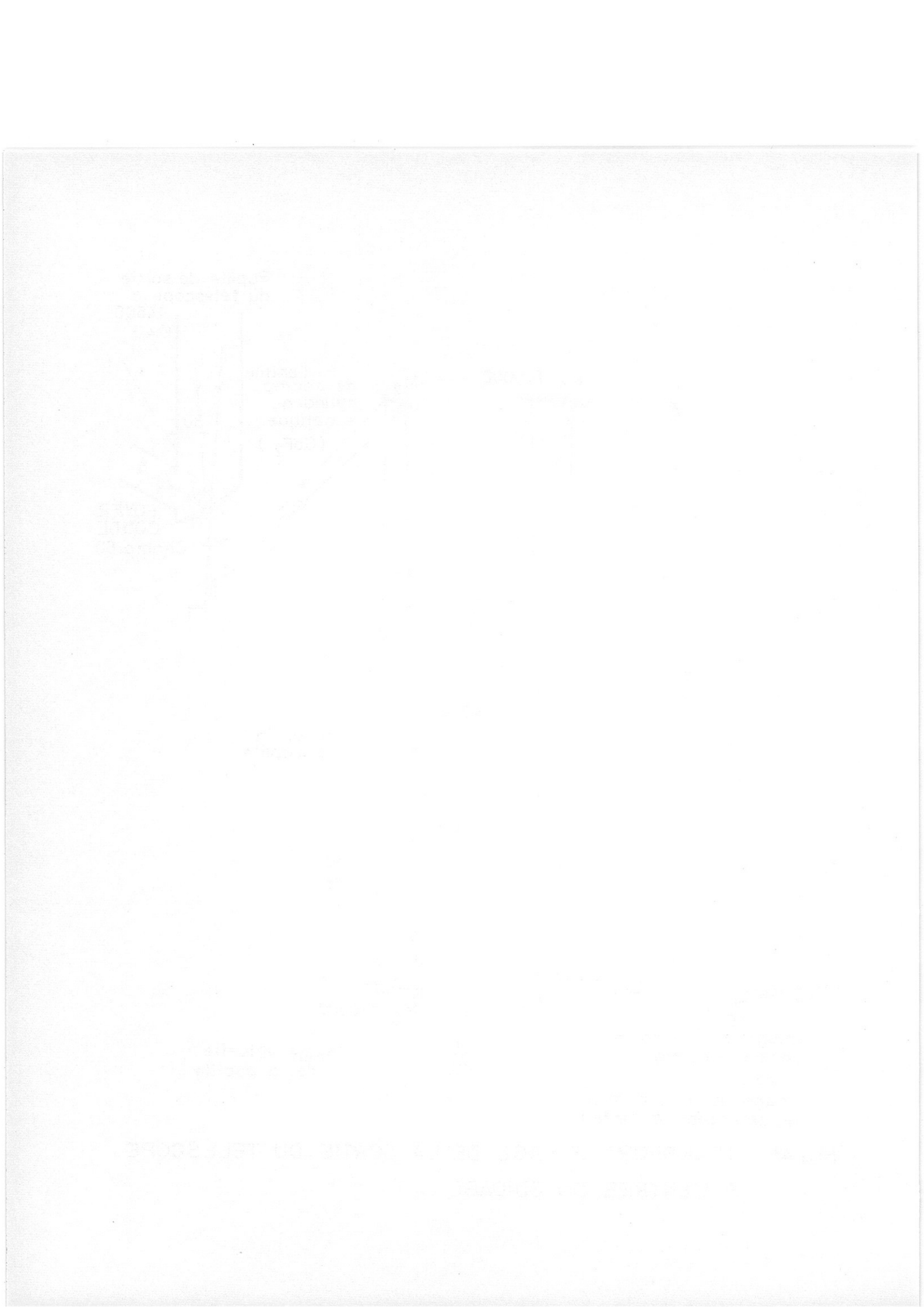


Fig:43 TRANSPORT D'IMAGE DE LA SORTIE DU TÉLESCOPE A L'ENTRÉE DU GUIDAGE



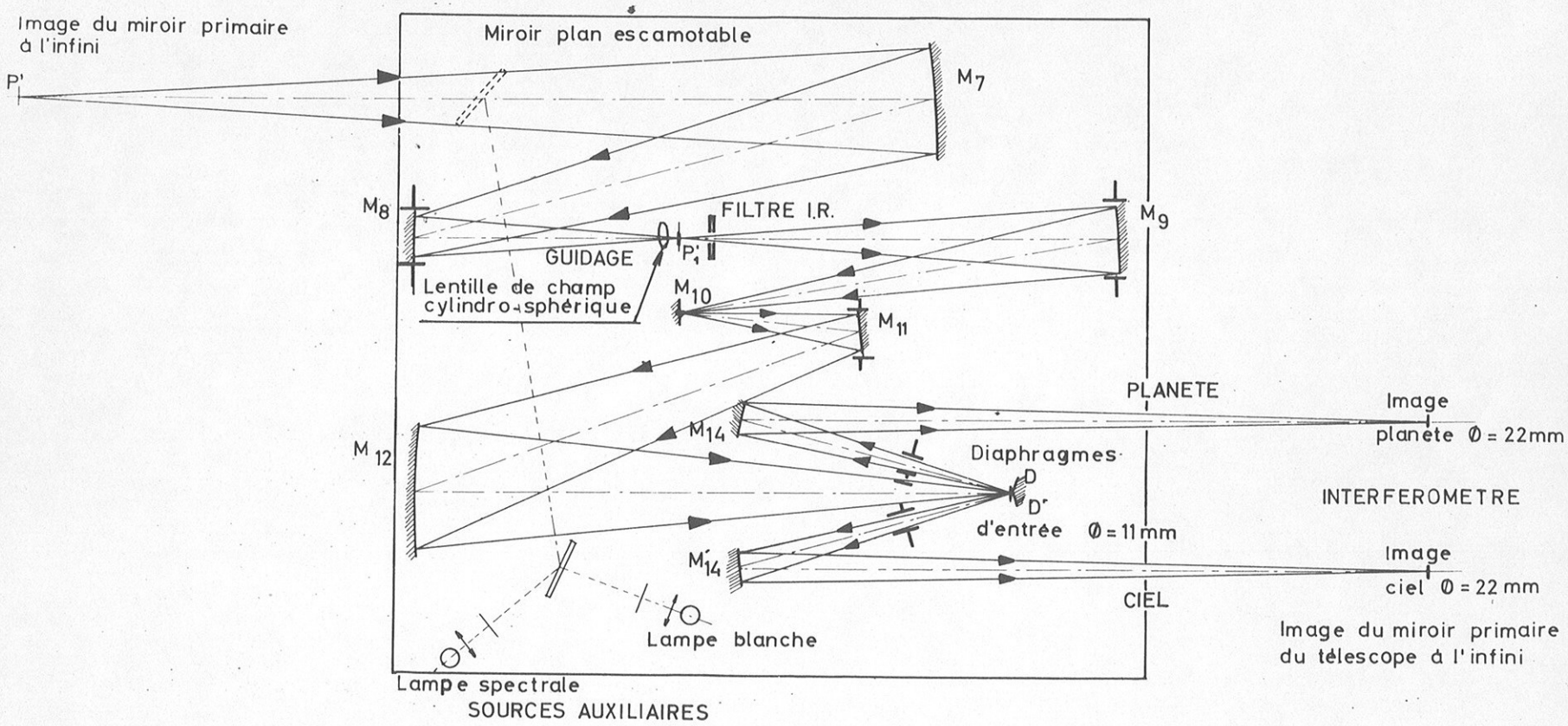


Fig: 44 SCHEMA DE L'OPTIQUE D'ENTRÉE (II)

le premier dioptre qui est cylindrique donne une focale sagittale S' et une focale tangentielle T', le second dioptre sphérique en redonne des images T" et S". En calculant la condition pour que T" et S" soient confondus l'astigmatisme est parfaitement corrigé au centre de l'image. Le faisceau étant peu ouvert la correction est suffisante. La lentille réalisée en fluorine sert aussi de fenêtre de sortie du tube du foyer coudé. Des réglages d'incidence et de rotation dans son plan ont été prévus. Le support comporte également l'oculaire et une source escamotable pour figurer l'image pour les réglages. Le faisceau parvenu ainsi au niveau de l'interféromètre est repris par un système monté sur un marbre semblable à celui du montage I (fig. 44) L'entrée est identique (M_8 miroir de guidage photoélectrique). La suite des miroirs ne sert qu'à donner à l'image de la planète qui doit subir un grandissement assez important pour avoir Ø 22 au niveau de l'interféromètre, et à celle du miroir primaire les dimensions et positions souhaitables. En P'_1 une lentille de champ sert également à éclairer la pyramide du guidage photoélectrique . Inclinée à 45° sur le faisceau elle est cylindro-sphérique pour corriger l'astigmatisme et construite suivant le même principe que celle du foyer coudé. L'image de la planète avec une portion de ciel est formée sur le dièdre de miroirs D, D' limités par des diaphragmes d'entrée de Ø 11 mm. Pour passer de Jupiter à Vénus (Saturne observé après ayant par bonheur le même diamètre angulaire) le grandissement intermédiaire a été adapté en changeant M_{10} et M_{11}. Il n'y a pas cette fois de modulation externe. La différence planète - fond du ciel est effectuée de manière statique [cf. 3ème chapitre , § II, a) entrée différentielle]. Avec un grandissement 2, l'image de la planète d'un côté, de la portion de ciel de l'autre, sont reprises pour être formées à distance finie et constituer les deux entrées de l'interféromètre. Le miroir du télescope est à l'infini pour chacune.

2°) L'interféromètre

a) Schéma optique

Il est absolument identique pour l'arrangement des faisceaux à celui décrit précédemment. L'optique d'entrée est placée par rapport à l'interféromètre de telle sorte que l'image de la planète et de la portion de ciel égale se forment sur la séparatrice.

Mais l'élément nouveau réside dans l'introduction du système de modulation de la différence de marche sur le faisceau I.R. Il a été décrit en détail au chapitre IV.

b) Les détecteurs

Pour Jupiter de diamètre angulaire 45", avec les condenseurs paraboliques, la dimension de l'image eut été de 0,4 mm. Pour utiliser des détecteurs de surface sensible plus petite un condenseur supplémentaire devait être ajouté. C'est ce qui est réalisé par des cellules placées en immersion au point aplanétique d'une sphère de haut indice. Si n_s est l'indice de la sphère, à condition que l'élément sensible ait un indice supérieur à n_s, la surface apparente est multipliée par n_s^4, l'angle solide par $\frac{1}{n_s^2}$. En même temps la détectivité spécifique du détecteur D^* est multipliée par n_s^2. Nous avons employé des cellules PbS de 0,15 x 0,15 mm immergées dans du titanate de strontium, d'indice $n_s = 2,27$. Donc les dimensions linéaires de la surface sensible se sont trouvées multipliées par 5. La dimension de l'image pouvait être de 0,75 mm. Faisant 0,4 mm la mise au point était moins critique.

3°) Le système électronique

Le système pas-à-pas a été repris sans modifications. L'usage de la modulation interne a nécessité l'introduction d'une détection du signal I.R. modulé par le diapason, avec les précautions indiquées au chapitre IV.

Sinon il a été cherché une réduction maximum de la quantité d'informations à enregistrer sur bande perforée. L'interférogramme décroît en moyenne du début à la fin donc les décades supérieures du voltmètre numérique s'annulent successivement. Le nombre de caractères utiles peut être réduit en conséquence sans perte de précision.

Par ailleurs, un accroissement de la dynamique du système d'enregistrement pour atteindre, avec un bon rapport S/B un nombre élevé d'éléments spectraux s'est avéré nécessaire. Pour cela le signal, lorsqu'il a suffisamment décru est multiplié par 10, voir par 100 si besoin est, au moyen d'un atténuateur.

Ces points ont été décrits en détail dans l'article présenté au

Colloque C.N.R.S. de Spectroscopie Instrumentale (24).

Les deux récepteurs pour la mesure de l'intensité de la source avant l'interféromètre ont été supprimés. Le système de mesure décrit en complément au chapitre IV avait été prévu. Ayant échoué la plupart des spectres ont été pris soit avec un temps d'intégration constant, soit avec un temps variable déterminé par des signaux délivrés par le système de guidage photo-électrique. La somme des courants des quatre photomultiplicateurs constitue une mesure de l'intensité de la source mais dans le visible alors que le signal à intégrer est dans l'I.R. En fait, les résultats satisfaisants obtenus confirment ce que nous avons analysé au chapitre II, le caractère peu chromatique de la scintillation d'autant que l'on travaille endehors des bandes saturées de vapeur d'eau.

4°) Transmission de l'interférogramme et calcul du spectre

A partir de l'observation de Jupiter et désormais systématiquement un ensemble IBM 1050 permet de transmettre à la cadence de 10 caractères par seconde, par ligne téléphonique le contenu de la bande au fur et à mesure de sa production et de reproduire une bande identique au centre de calcul de Meudon. Après la transmission celle-ci est lue, décodée, transferrée sur bande magnétique; la correction des erreurs de perforation s'effectue à ce niveau (par introduction de cartes perforées manuellement).

Le calcul par l'ordinateur IBM 7040 de 3 tranches de 100 éléments spectraux, l'une située au maximum de transmission du filtre, les deux autres de part et d'autre, pour mesurer le bruit, est fait aussitôt après et demande environ 1 heure. Ceci permet de renseigner rapidement sur la qualité du spectre avant d'entreprendre son calcul complet et éventuellement d'établir des modifications des conditions expérimentales pour les interférogrammes suivants. Ces résultats apparaissent sous forme de courbes données par un traceur digital (BENSON-France)

Les figures 45 - 46 montrent l'ensemble du montage installé à l'Observatoire de Haute-Provence. Sur l'une on voit l'optique d'entrée et l'interféromètre, sur l'autre apparaît l'ensemble électronique analogique et digital. Les éléments du système de transmission sont disposés à proximité.

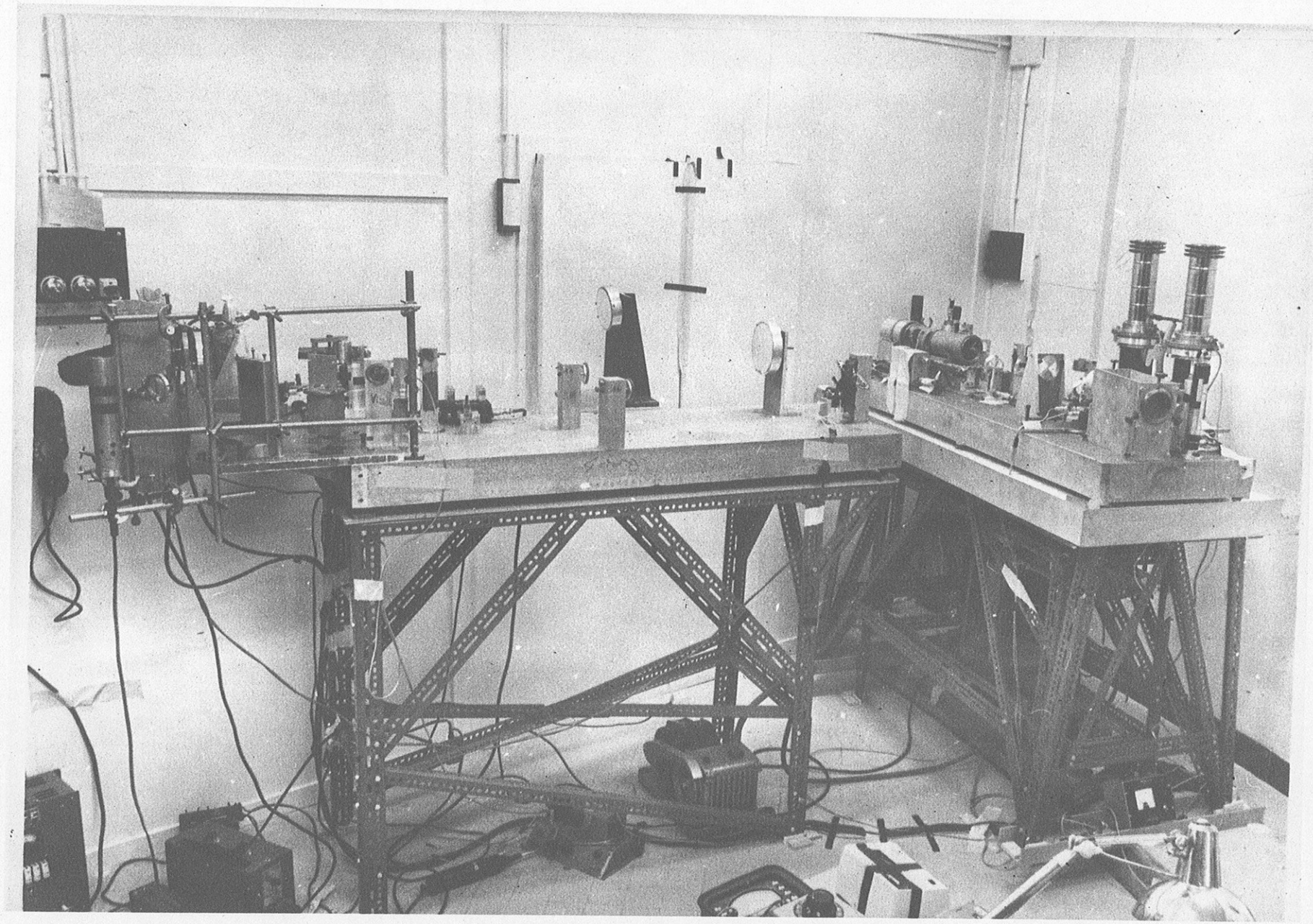


fig. 45

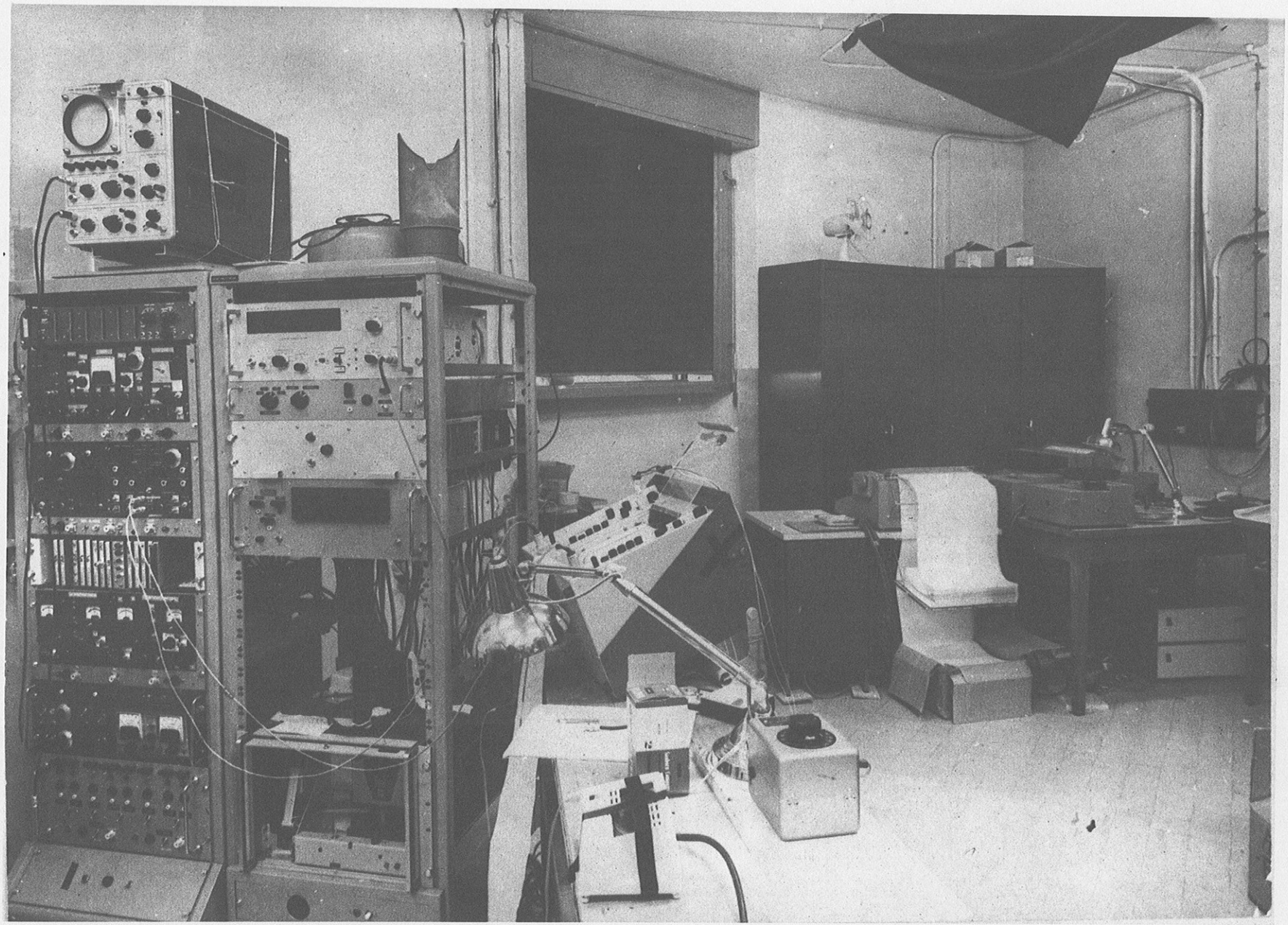


fig. 46

Complément

CONSTRUCTION

D'UN MONOCHROMATEUR

Vu les résultats obtenus sur Jupiter en Janvier 1966 où fut expérimenté le système de modulation interne, il était logique de tenter d'obtenir sur Vénus, astre beaucoup plus brillant la résolution maximum que permet d'atteindre l'interféromètre. Mais augmenter la résolution sur un domaine spectral donné nécessite d'enregistrer un interférogramme avec un nombre accru de points. Or, le programme de réduction des données utilisé alors avait une capacité de 12000 points d'entrée. La différence de marche maximum de l'interféromètre, soit 11 cm correspond à 210 000 franges de λ 5461 Å (raie de référence). Il s'ensuit qu'il était nécessaire de prendre des pas d'au-moins 16 franges. Comme indiqué au 2ème chapitre § III "Bruit et échantillonnage" ceci limite le domaine spectral libre. Il est dans ce cas de 570 cm^{-1}. Or, jusque-là 1000 cm^{-1} environ était couvert à la fois, domaine correspondant à peu près à la largeur de chacune des fenêtres de transparence utilisées. Des filtres interférentiels suffisaient donc, mais avec la nécessité de se limiter à une bande plus étroite à l'intérieur de ces fenêtres. L'adjonction d'un monochromateur avant l'entrée de l'interféromètre devenait indispensable. Les caractéristiques à demander à un tel instrument devaient être :

- avoir une bande passante trapézoïdale réglable et reproductible pour s'adapter à l'intervalle spectral libre.
- posséder un facteur de transmission élevé pour perdre le moins de lumière
- pouvoir accepter toute l'étendue du faisceau incident.
- conserver au rayon une direction fixe indépendante de la bande sélectée.

La solution a été fournie par un monochromateur à prisme (en Infrasil) en

montage LITTROW à dispersion soustractive. Un faisceau parallèle est fourni par un collimateur. Après double traversée du prisme le spectre obtenu est formé sur une fente la plus proche possible du trou d'entrée, de largeur réglable, placée dans le plan bissecteur d'un dièdre de section droite dont l'arête est parallèle à la direction de dispersion. La portion de spectre admise par cette fente est renvoyée à travers le prisme et sort recomposée par le trou de sortie, symétrique du trou d'entrée par rapport à l'arête du dièdre. Un tel système donne une fonction d'appareil triangulaire si la fente d'entrée est égale à la fente intermédiaire. Dans l'usage qui en fait ici plus exactement un trou d'entrée circulaire est utilisé dont la dimension est déterminée par celle de la source planétaire au foyer du collimateur. La largeur de la bande passante est précisée par le calcul qui suit.

1°) Calcul de l'étendue et de la résolution

Soit un prisme d'angle au sommet 60° utilisé au minimum de déviation. La dispersion pour un angle d'incidence i après une traversée est :

$$\Delta i' = 2\, di \quad \text{avec} \quad \cos i\, di = dn \sin r$$

soit $$\Delta i' = 2 \frac{\sin r}{\cos i} dn$$

Par le double passage on obtient :

$$\Delta i' = 4 \frac{\sin r}{\cos i} dn$$

La section droite du faisceau est pour un prisme de base L

$$l = L \cos i$$

L'étendue linéaire correspondante est $\Delta U = l \Delta i'$

Par ailleurs $\Delta U = D\theta$

D : diamètre du télescope

θ : diamètre angulaire de la source

$$\Delta U = 4 \frac{\sin r}{\cos i} dn\, L \cos i = 4 L \sin r\, dn$$

$r = 30°$ donc :

$$\Delta U = 2 L\, dn$$

$$\Delta U = 2L\left(\frac{\partial n}{\partial \lambda}\right) d\lambda$$

$$= 2L\left(\frac{\partial n}{\partial \lambda}\right) \frac{d\sigma}{\sigma^2}$$

$$d = \frac{2\Delta U}{2L} \frac{1}{\left(\frac{\partial n}{\partial \lambda}\right)}$$

Au minimum de dispersion de l'Infrasil pour $\sigma = 7000\ cm^{-1}$ $\frac{\partial n}{\partial \lambda} = 10^{-}\ /u^{-1}$ $= 10\ cm^{-1}$. $d\sigma$ est la largeur à la base de la fonction d'appareil triangulaire. Pour obtenir $d\sigma \simeq 500\ cm^{-1}$ avec $\Delta U = 0{,}4$ mm.rd, (étendue formée par Jupiter et le télescope de 193 cm*) il faut :

$$L = \frac{0{,}4 \times 50.10^{6}}{2 \times 5.10^{2} \times 10^{2}} = 200 \text{ mm}$$

Ce qui représente un prisme de grande dimension, la section droite du faisceau est :

$$l = 200 \times 0{,}7 = 140 \text{ mm}$$

Pour un faisceau d'entrée ouvert à f/10 le collimateur doit avoir une distance focale de 1400 mm

2°) Construction et réglage

Avec ce montage le système dispersif est traversé 4 fois. Pour un prisme de cette taille l'absorption serait trop importante correspondant à la traversée de 40 cm de matière à laquelle il faut ajouter les pertes par réflexion**. C'est pourquoi 6 prismes identiques, de 60° d'angle au sommet, de 150 mm de longueur d'arête et 40 mm de largeur ont été placés de

---

Note* : Le pré-monochromateur a été calculé pour être utilisable sur Jupiter. Pour Vénus de diamètre angulaire plus petit $\Delta U \simeq 0{,}2$mm.rd. On obtient donc $d\sigma \simeq 250\ cm^{-1}$. Mais la bande passante peut toujours être augmentée en ouvrant la fente intermédiaire.

Note** : Correspondant à la traversée de 8 faces sous une incidence de 45° on peut calculer qu'elles représentent une perte d'environ 53 % donc T = 0,47 sans l'absorption.

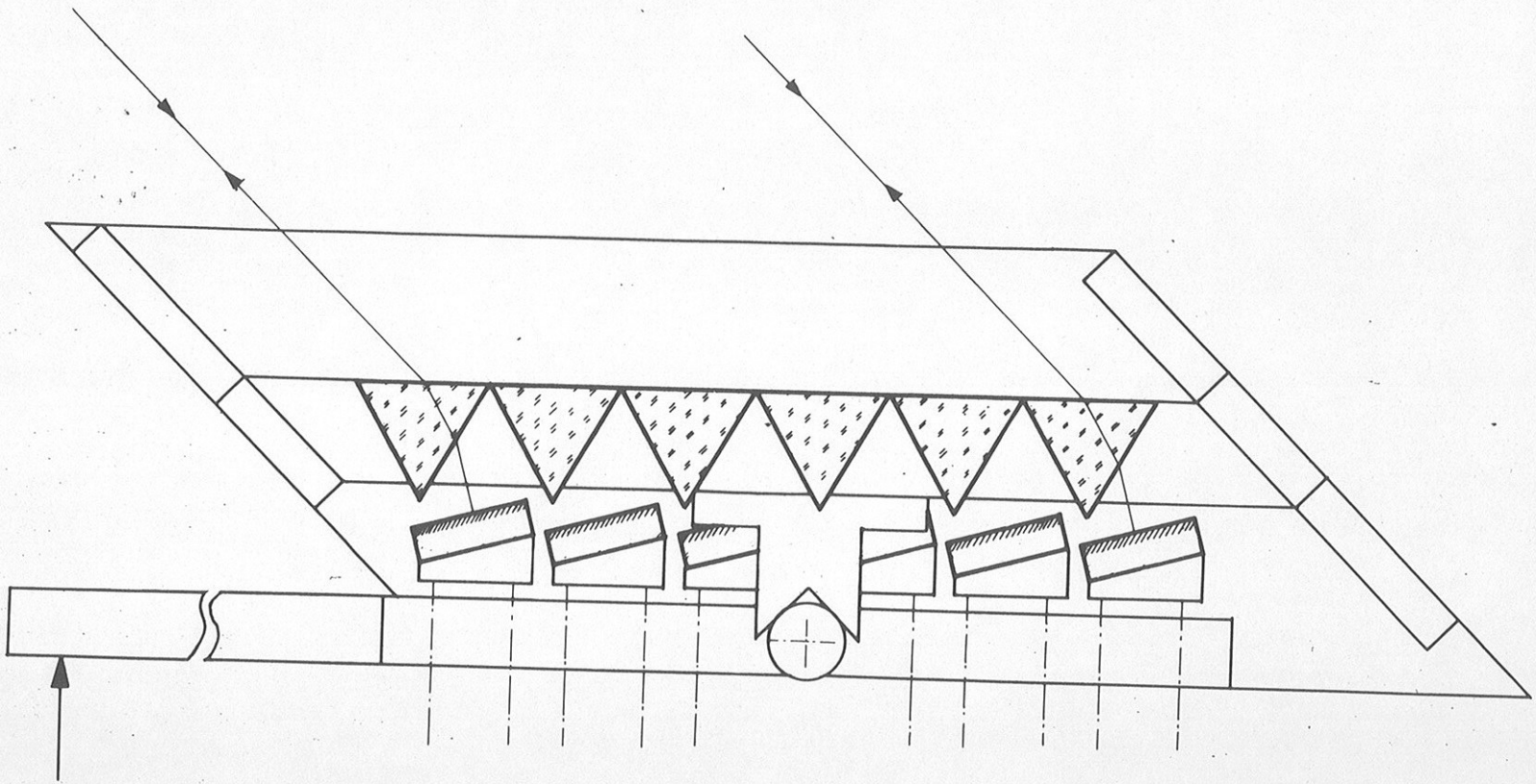


Fig:47 MONOCHROMATEUR – SCHEMA du SYSTEME DISPERSIF

manière à former la face d'entrée d'un prisme unique de hauteur 150 mm, de largeur 40 x 6 = 240 mm. L'épaisseur traversée est ramenée à 8 cm. L'angle d'incidence sur la face d'entrée des prismes est d'environ 45° (minimum de déviation à 2 μ). Les prismes ont subi un traitement anti-reflet pour diminuer les pertes par réflexion donnant T = 98 % à 1,6 μ. Six miroirs plans de 32 x 150 (la section droite du faisceau délimité par un prisme élémentaire est 40 cos i = 28) en auto-collimation, réglables individuellement ont été installés sur un plateau dont la rotation est commandée par une vis micrométrique. L'axe de rotation, défini par deux billes appuyées dans des vés est le plus près possible de la face d'entrée. La figure 47 donne la vue de dessus schématique de l'ensemble disperseur.

Le réglage consiste à régler d'abord les prismes de telle sorte que leurs faces d'entrée soient toutes parallèles à un même plan. Ensuite en éclairant le système avec une lampe à mercure on règle les miroirs plans pour amener les six spectres élémentaires à être strictement superposés sur la fente intermédiaire. Il faut alors régler l'orientation du dièdre de manière que le faisceau renvoyé par celui-ci coïncide avec le faisceau incident.

3°) Etalonnage

Nécessairement la résolution varie avec la longueur d'onde. Pour un trou d'entrée de 3 mm de diamètre (ce qui correspond, avec l'ouverture de faisceau employée, à peu près à l'étendue donnée dans le calcul précédent) et une fente intermédiaire de même largeur, l'étalonnage a été fait à l'aide d'un monochromateur à réseau de 20 cm^{-1} de bande passante.
La figure (48) donne le résultat avec en ordonnée la largeur au pied de la bande passante et en abscisse son nombre d'onde moyen. Les valeurs obtenues correspondent bien aux prévisions du calcul. Pour obtenir, pour un nombre d'onde donné une bande passante plus large il suffit d'ouvrir la fente intermédiaire, ce qui donne une bande passante trapézoïdale. Un étalonnage est à faire pour chaque largeur choisie de la fente intermédiaire, le trou d'entrée demeurant fixe, vu la non-linéairité de la dispersion.
La figure 49 montre le système disperseur et le dièdre.

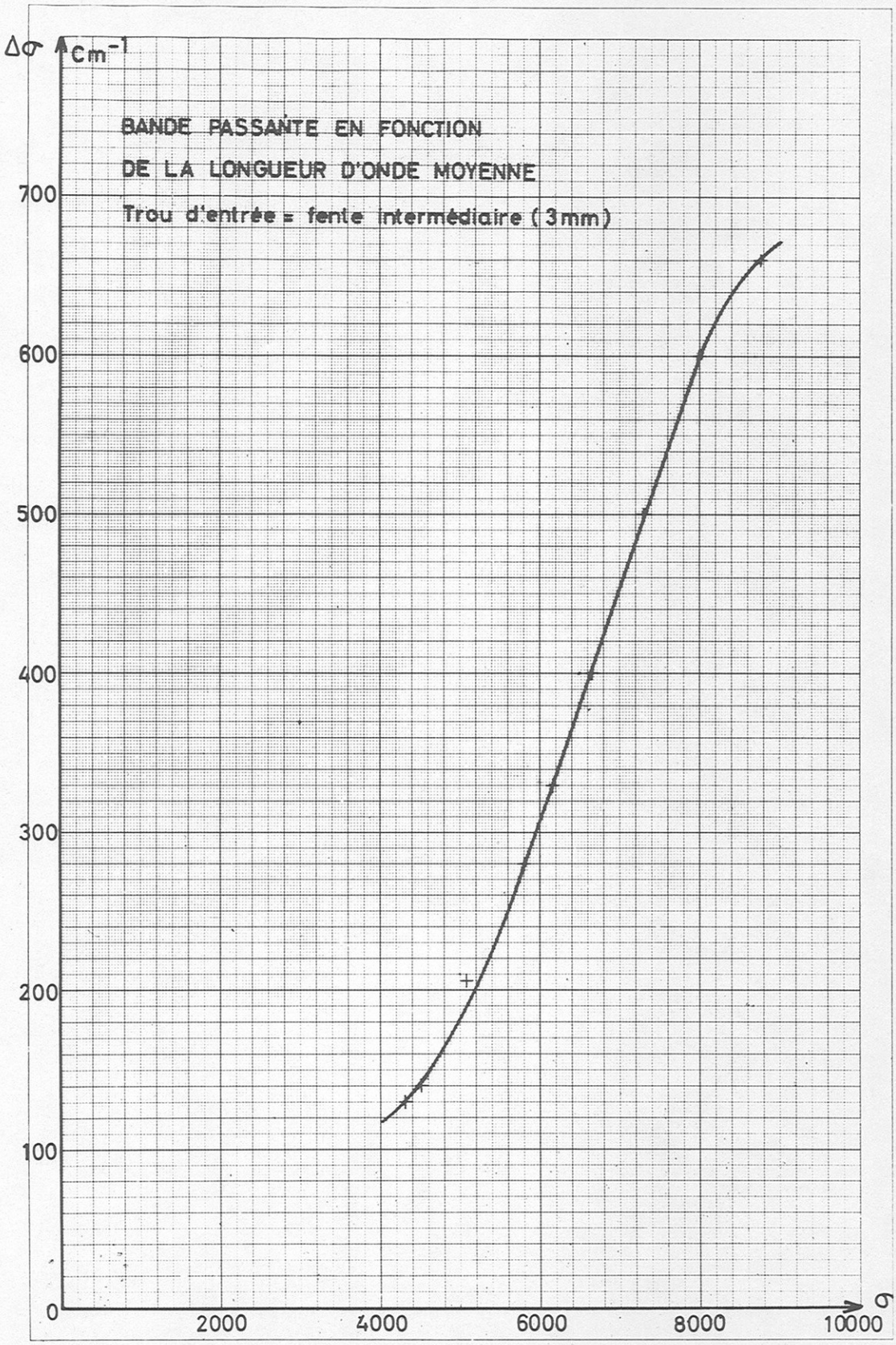


Fig:48 ETALONNAGE DU MONOCHROMATEUR

Mais tandis que se terminait la mise au point de ce système l'application d'un nouveau programme dérivé d'une méthode de calcul de COOLEY et TUKEY (57) a changé radicalement les données antérieures du problème en offrant la possibilité d'enregistrer des interférogrammes de 50 000 points. Un monochromateur devenait par le même coup inutile. Il pourrait éventuellement le redevenir si un nouveau bond en pouvoir de résolution était franchi. Mais, il faudrait accéder à un télescope de plus grand diamètre pour augmenter l'énergie et les possibilités de calcul ne sont pas épuisées. Mais le principe de ce montage peut être conservé pour un autre emploi, par exemple pour constituer un filtre I.R. à bande assez étroite et variable.

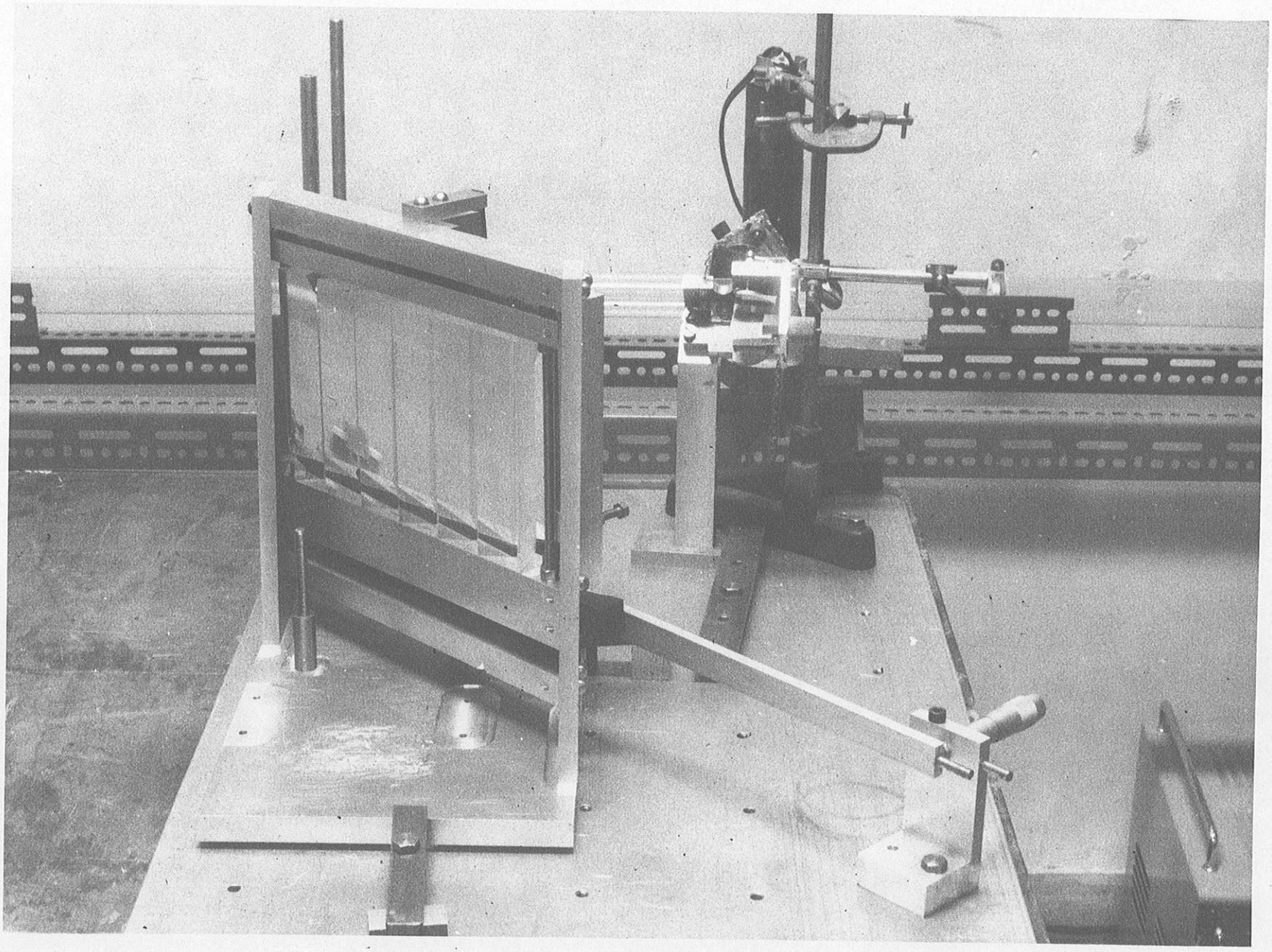
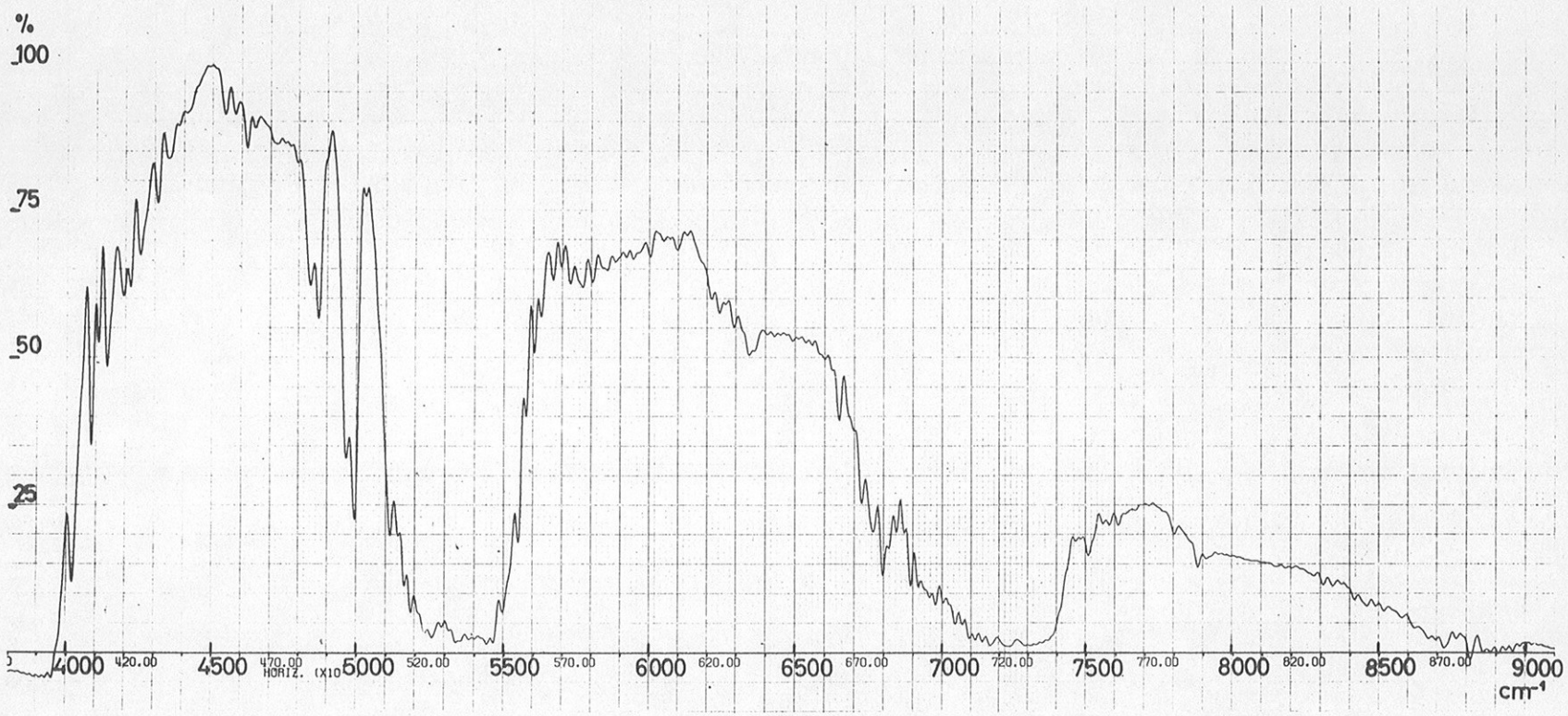


fig. 49



FENETRES DE TRANSPARENCE DE L'ATMOSPHERE DANS LE PROCHE INFRAROUGE Fig.50

Chapitre VI

PRESENTATION DES RESULTATS

Les spectres des planètes Mars, Jupiter, Vénus ont été obtenus dans le proche I.R., dans le domaine de sensibilité des cellules à sulfure de Plomb, entre 3900 cm^{-1} et 8700 cm^{-1}. Dans cet intervalle l'atmosphère terrestre présente trois fenêtres de transparence, séparées par des régions rendues opaques par la vapeur d'eau :

- 3900 - 5900 cm^{-1}
- 5500 - 7000 cm^{-1}
- 7300 - 8700 cm^{-1}

C'est ce que montre la figure 50,spectre du soleil à basse résolution.

Tous les spectres à haute résolution ont été pris avec des filtres interférentiels centrés sur chacune de ces fenêtres ce qui exige des filtres à bande passante la plus carrée possible, bien centrés, sans pieds coïncidant avec une autre fenêtre. Il n'y a pas d'impossibilité théorique à obtenir à la fois tout le domaine 3900 - 8700 cm^{-1}. Mais comme nous l'avons déjà indiqué l'obtention d'une haute résolution sur un domaine spectral étendu entraîne l'enregistrement d'un nombre élevé de points. Ainsi pour l'interféromètre utilisé le parcours de la différence de marche maximum correspond à 210 000 franges du mercure. Pour disposer d'un intervalle spectral libre suffisant il est nécessaire d'effectuer des pas d'une frange ce qui conduit à la prise de 210 000 points. Ceci dépasse de beaucoup les possibilités actuelles de calcul, accroît considérablement le temps d'enregistrement, les risques d'erreurs et les pannes diverses. En définitive seul des spectres à basse résolution peuvent être pris sur tout le domaine spectral (couvert par les cellules PbS, soit au mieux par le parcours d'environ 40 000 franges (d'où $d\sigma \simeq 0{,}45\ cm^{-1}$) valeur correspondant au nombre de points que le programme désormais utilisé (57) permet de transformer pour un temps de calcul raisonnable. C'est ce qui a été fait pour les essais de spectres d'étoiles où dans la majorité des cas une résolution plus élevée n'est guère envisageable.

I - METHODE GENERALE :

Chacune des planètes est observée durant la période la plus favorable. Ce fut à l'opposition pour Mars et Jupiter, à proximité du maximum de brillance et de la plus grande élongation ouest pour Vénus.

Pour une fenêtre donnée, le même spectre est enregistré à la résolution cherchée 5 à 10 fois, chaque enregistrement durant en moyenne 3 heures. Chaque spectre élémentaire après calcul entre alors dans une moyenne pour donner un spectre final avec un rapport S/B amélioré. Théoriquement le rapport S/B dans ce spectre est celui qu'on obtiendrait avec un temps d'observation NT, N nombre de spectres intervenant dans la moyenne, T temps d'observation pour un spectre, soit un gain $\sqrt{N}$. En pratique, pris durant des nuits avec des conditions atmosphériques différentes, à des distances zénithales non identiques les spectres ne sont pas tous de même qualité. Il en est tenu compte en dotant chaque spectre d'un coefficient de pondération empirique.L'opération est justifiée car il a été vérifié que la différence entre deux traces obtenues respectivement par des moyennes de spectres était plus petite que la différence entre deux quelconques des spectres composants.

Les spectres résultent de la superposition des absorptions solaires, telluriques, planétaires. Pour mettre en évidence ce qui est proprement planétaire des spectres de comparaison, soit en observant directement le soleil, soit la lune, sont pris dans les mêmes fenêtres de transparence, avec la même résolution. Pour cela il est nécessaire que l'interféromètre soit éclairé de la même façon que lorsqu'il reçoit la lumière de la planète, ce qui est réalisé par des diaphragmes placés dans le plan de l'image de la source et de l'image du miroir primaire du télescope.

Chacun de ces spectres doit être corrigé des divers effets Doppler. Avant correction les raies solaires entre le spectre solaire et le spectre planétaire sont déplacées. Les raies telluriques sont nécessairement à la même position dans l'un et l'autre cas. Si la résolution est suffisante on peut mettre en évidence la variation de la position des raies planétaires suivant la date au cours de la période d'observation, ce qui entraîne une correction particulière. Il s'ajoute la correction d'indice de l'air et une correction instrumentale dite "d'effet de trou" c'est-à-dire de l'influence de la valeur finie de l'étendue du faisceau incident (cf. 11)

II - RESULTATS :

1°) Mars

Les résultats obtenus sur cette planète au moment de l'opposition de 1965 ne représentent pas le dernier mot de la méthode puisque, comme nous l'avons indiqué au chapitre précédent le système de modulation interne n'a été mis au point qu'après cette observation.

Quoi qu'il en soit ces spectres constituent déjà un progrès radical par rapport aux spectres existants précédemment obtenus avec des spectromètres à réseau. La limite de résolution est 1,25 cm^{-1} avec l'apodisation la moins forte, 2 cm^{-1} avec une apodisation plus forte. (cf. 23). La valeur efficace de la différence entre deux mêmes spectres a été estimée à $3{,}2.10^{-3}$ de l'intensité maximum, ce qui signifie que le rapport S/B dans chacun d'eux vaut $1/3{,}2.10^{-3} \times \sqrt{2} \simeq 440$.

La figure 51 présente deux traces de Mars avec le spectre solaire de comparaison et le spectre de KUIPER correspondant. Le gain est de l'ordre de 10 en résolution et en rapport S/B. Les spectres, pour les domaines 4000 -4976 cm^{-1} et 5700 - 6946 cm^{-1} ont été publiés dans un rapport technique du Jet Propulsion Laboratory (Technical Report n° 32 - 998)*.

2°) Jupiter (figure 52)

Le système de modulation interne a été expérimenté au cours de cette observation et il a permis d'atteindre la limite de résolution théorique fixée par les conditions expérimentales. En se reportant au chapitre I, la figure 4 donne, pour l'interféromètre utilisé la résolution en fonction du diamètre angulaire de la source pour diverses ouvertures de télescope. Sur Jupiter ($\theta \simeq 45"$) avec un télescope de 2 m on peut atteindre $R \simeq 20000$. Cette valeur a été effectivement obtenue dans les trois fenêtres du proche I.R., ce qui représente au moins un gain de 100 par rapport aux meilleurs spectres existants (Fig. 53). Pour juger de la qualité de ces spectres la racine de la valeur quadratique moyenne du bruit est, par rapport au signal maximum :

région	5500 - 7000 cm^{-1}	0,006
	7300 - 8700 cm^{-1}	0,009

L'interprétation est en cours.

---

*Note : A l'occasion de l'opposition d'Avril 1967 des spectres de Mars avec une limite de résolution de 0,07 cm^{-1} dans les mêmes fenêtres ont été obtenues avec l'interféromètre modifié.

3° Vénus (figure 54)

Vu l'énergie disponible et le diamètre angulaire plus petit la résolution a été imposée par la différence de marche maximum possible avec l'interféromètre (11 cm). Une limite de résolution de 0,07 cm^{-1} (avec apodisation) a été atteinte pour les trois fenêtres. La qualité des enregistrements est exprimée par la racine de la valeur quadratique moyenne du bruit par rapport au signal maximum, alors que ceux-ci ont dû être effectués en plein jour donc dans des conditions de turbulence sévère :

région 3900 - 5200 cm^{-1}	0,0035
"" 5500 - 7000 cm^{-1}	0,0040
"" 7300 - 8700 cm^{-1}	0,0038

Sur ces spectres ont été faites des mesures pour vérifier la précision de la position des raies. Par la méthode de Transformation de Fourier toutes sont mesurées en référence à une seule (λ 5461 Å) sans qu'il y ait à faire d'étalonnage, ce qui est un avantage supplémentaire. En prenant pour comparaison les valeurs calculées et mesurées des raies de la bande 2 - 0 de CO, données par RANK et al (58), sur 38 raies il a été trouvé une valeur moyenne des différences entre les raies calculées et les raies mesurées sur les spectres de Vénus inférieure à 10^{-3} cm^{-1} et une valeur efficace de l'écart à la moyenne de 1,7 . 10^{-3} cm^{-1}. Avec la limite de résolution atteinte la variation d'effet Doppler sur les raies de Vénus entre le début et la fin de la période d'observation est visible. Il peut être évalué à 0,032 cm^{-1} dans cette région entre le 8 Juin et le 21 Juin 1966. A partir de ces spectres L.D. GRAY a présenté au meeting de l'Optical Society of America (21 Oct. 66) l'identification de nouvelles bandes de CO_2 très faibles dues à $^{12}C\ ^{16}O\ ^{18}O$, $^{12}C\ ^{16}O\ ^{17}O$. Par la comparaison des largeurs équivalentes des raies de 36 bandes de CO_2 analysées il a été fait une estimation des abondances relatives de $^{13}C/\ ^{12}C$, $^{18}O/\ ^{16}O$, $^{17}O/\ ^{16}O$ dans l'atmosphère de Vénus.

Par ailleurs L. KAPLAN a trouvé la présence de traces de CIH et FH jamais observées dans cette atmosphère (référence 59 ; figure 55) L'interprétation complète des spectres est en cours.

4°) Etoiles froides

Quelques étoiles de type K et M parmi les plus brillantes ont été observées, comme αOri, α Boo, αTau, α Sco, αHer, O Cet, R Lyr.

Ces spectres pris sur tout le domaine 3000 - 9000 cm^{-1}, l'ont été surtout à titre d'essai pour avoir une idée de ce qu'il est possible d'atteindre en résolution et rapport S/B sur ces sources avec l'équipement disponible. En fait, le résultat optimum n'a pas été encore recherché et les quelques données de limite de résolution obtenue n'ont qu'une valeur indicative :

	$d\sigma^{*}$ cm^{-1}	étoiles
	0,25	α Ori
S/B≃50	0,4	α Boo, α Tau, αHer
	0,6	R Lyr, O Cet (vers le minimum de magnitude visuelle)

Tels qu'ils sont ces résultats représentent toutefois un gain considérable par rapport aux spectres existants dans ce domaine (28, 40, 43).

III - CONCLUSION :

Au terme de cet exposé les résultats présentés suscitent les conclusions suivantes :

- Les avantages fondamentaux de la méthode de spectroscopie par T.F., que nous avons rappelés au Chapitre I, ont bien été vérifiés.

Ils l'ont été sur des sources astronomiques, ce qui entraîne le corollaire important que l'agitation atmosphérique, dont nous avons analysé au Chapitre II les manifestations et les effets, n'est plus un obstacle à l'application de la méthode moyennant la mise au point soignée de systèmes de correction adéquats (Chapitre III et IV).

Enfin ces résultats ne constituent pas un point d'arrivée, au contraire ils permettent d'affirmer qu'il est possible de faire beaucoup mieux.

A condition de pouvoir accéder à des collecteurs de lumière de dimension suffisante des pouvoirs de résolution plus élevés pourront être atteints même sur des sources moins brillantes que les planètes comme les

---

*Note : Ces valeurs s'entendent avec apodisation.

étoiles. Pour cela un ensemble d'un type nouveau devra être construit avec un interféromètre à grande différence de marche (par exemple 50cm) soit $R \leq 5.\ 10^5$ à 5000 cm^{-1}, permettant d'accepter pour ces résolutions au moins l'étendue de faisceau définie par une source de diamètre angulaire 1' et un télescope de 3m, 4m ou plus. Les temps d'observation ne pouvant pas être augmentés et le nombre de points à enregistrer étant multiplié par un facteur 5 à 10, le système pas-à-pas devra être d'une rapidité accrue d'autant. Un ensemble d'enregistrement rapide de grande capacité sera nécessaire.

En dehors de ces recherches à haute résolution applicables dans le domaine 1-2,5 μ aux planètes et à quelques étoiles un programme d'étoiles moins brillantes mais intéressantes dans l'I.R. pourra être entrepris à des résolutions plus modestes.

Par ailleurs les fenêtres : 3 -4 μ et surtout 7 - 14 μ sont à explorer, ce qui du point de vue instrumental pose de nouveaux problèmes. Sans entrer dans plus de détails on voit que les perspectives sont très vastes et enthousiasmantes, ce qui constitue la meilleure conclusion.

-:-:-:-:-

Note pour les illustrations.

Fig. 51 : Deux spectres de Mars pris les 26 et 28 Mars 1965; même distance zénithale; largeur totale du domaine $\Delta\sigma$=1000cm^{-1}; $d\sigma$=1,25cm^{-1}. Nombre de points de l'interférogramme N=11.500, nombre de franges de Hg par échantillon n=1.
trace inférieure : différence des deux spectres multipliée par 10.
trace supérieure : spectre solaire de comparaison.
En encart : position correspondante des spectres pris par KUIPER (28) avec un spectromètre à réseau (constante de temps différente pour chaque trace).

Fig. 52 : Deux spectres de Jupiter obtenus chacun par une moyenne pondérée de 3 enregistrements pris les, 1, 3, 4, 5 Janvier 1966. $\Delta\sigma$=1400 cm^{-1}, $d\sigma$=0,3cm^{-1}, N=12900, n=5 S/B=200, R=20.000 à 6000cm^{-1}.
Spectre lunaire de comparaison à même résolution. L'obtention de l'ensemble représente 21 h. d'observation.

Fig. 53 : En haut 2 spectres de Jupiter par KUIPER au télescope de 205cm, de Mac DONALD (28) R=800.
En bas : un spectre de Jupiter (moyenne de 3 spectres indépendants) et un spectre de la lune de MOROZ (42) (télescope de Crimée de 125cm) R=200. Temps d'observation 50m.

Fig. 54 : Portions de spectres de Vénus et du Soleil
trace supérieure : Soleil, moyenne de 2 spectres (2 et 7 Juillet 1966). de Secz moyenne =1,25.
Vénus I : moyenne de 4 spectres (6 et 7 Juillet 1966) à secz =1,14.
Vénus II : moyenne de 5 spectres à secz = 1,66.
Pour chacun des spectres $\Delta\sigma$= 1500 cm^{-1}, $d\sigma$= 0,07 cm^{-1}, N=42300, n= 5, R=64000 à 4500cm^{-1}. Durée d'observation pour l'ensemble 33h.
La plupart des raies sont dues à CO_2 de l'atmosphère de Vénus. Le meilleur spectre de KUIPER dans cette région (28) donne R =800.

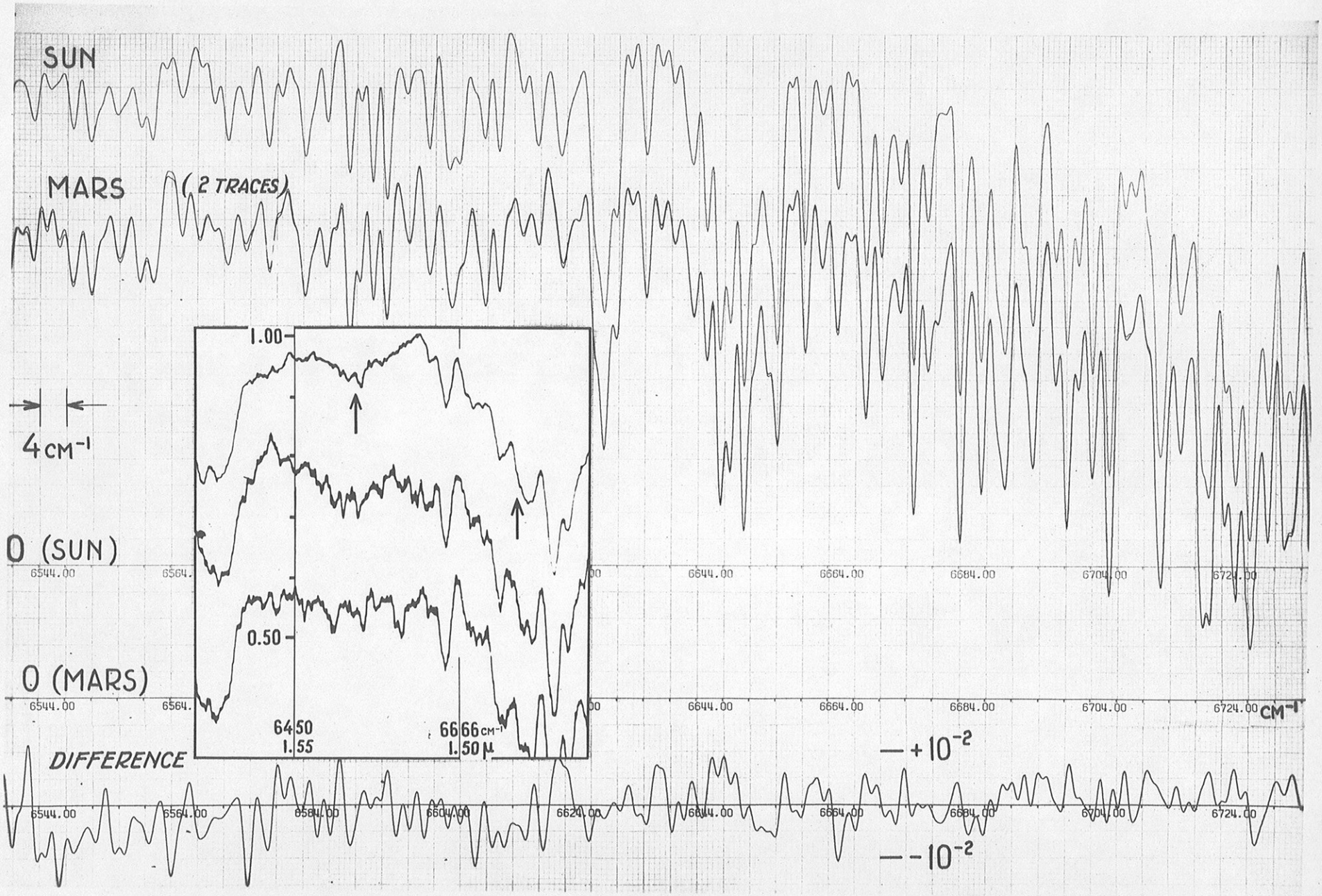

SUN
MARS (2 TRACES)
4 CM⁻¹
1.00
0.50
0 (SUN)
0 (MARS)
6544.00
6564.00
6644.00
6664.00
6684.00
6704.00
6724.00
CM⁻¹
6450
1.55
6666 CM⁻¹
1.50 μ
DIFFERENCE
— + 10⁻²
— - 10⁻²

fig. 51

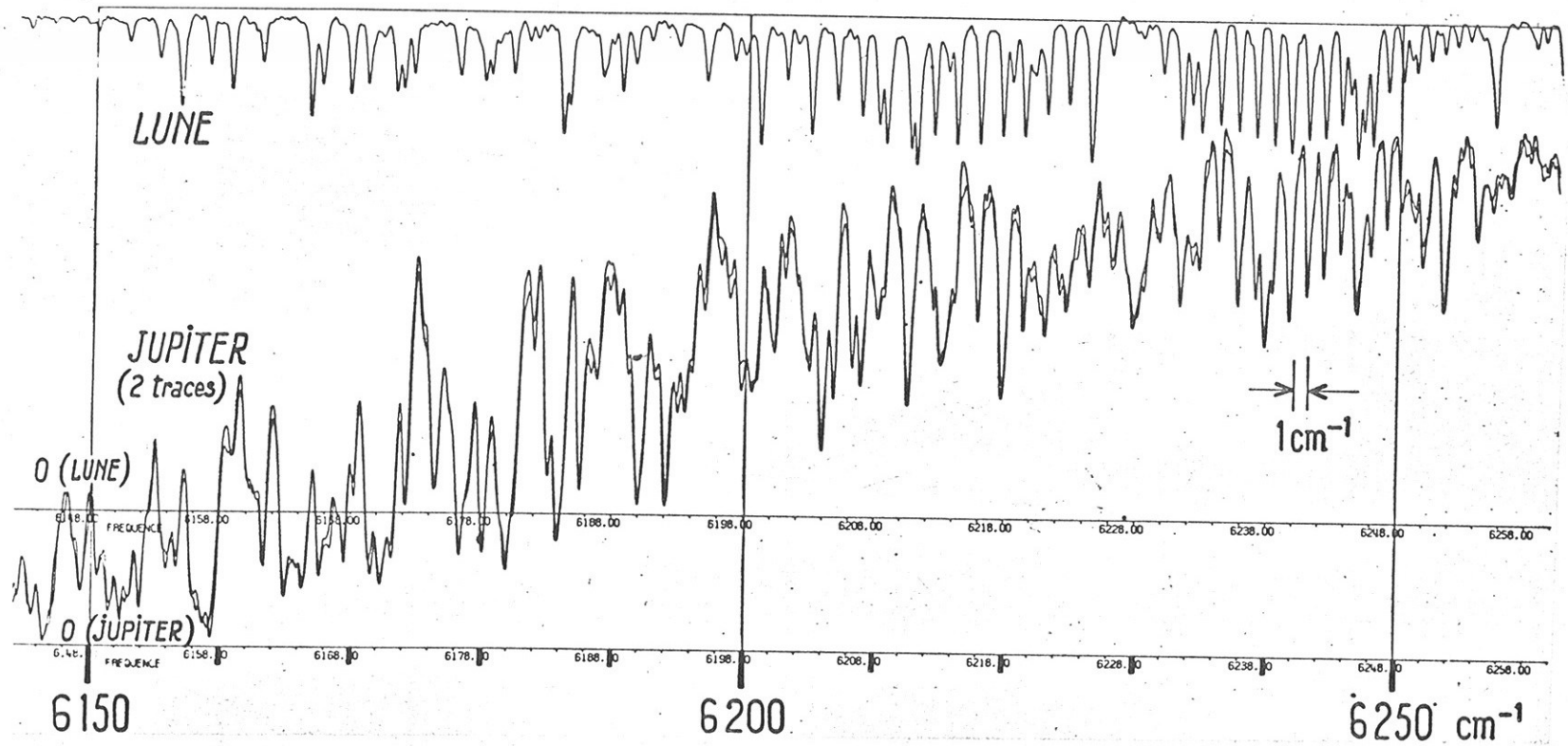


fig. 52 DEUX SPECTRES DE JUPITER ET SPECTRE LUNAIRE DE COMPARAISON OBTENUS PAR TRANSFORMATION DE FOURIER - $d\sigma = 0{,}3\ cm^{-1}$

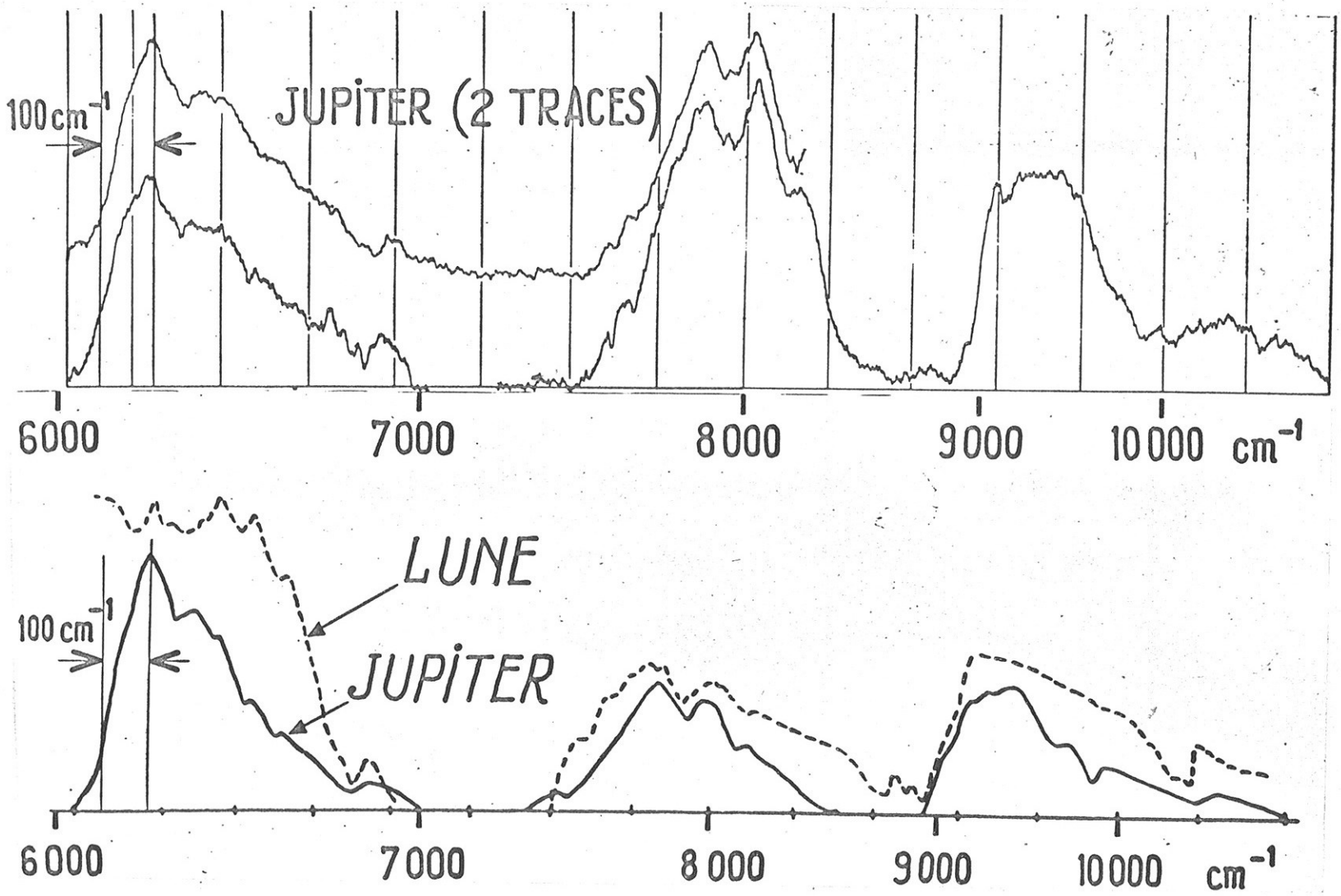


fig.53 SPECTRES DE JUPITER DANS LE PROCHE INFRAROUGE OBTENUS AVEC DES SPECTROMÈTRES À RÉSEAU.

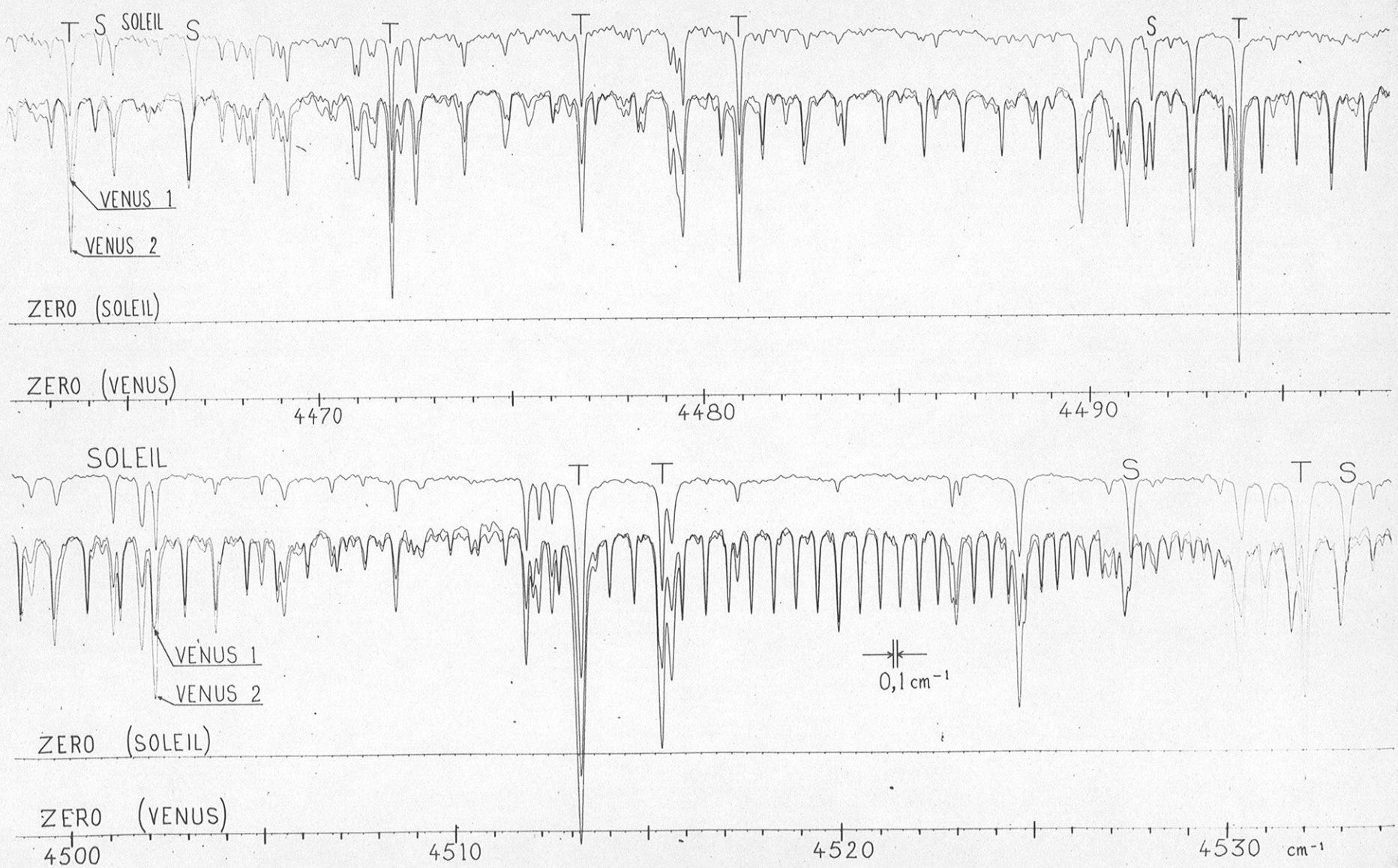

T S SOLEIL S T T T S T
VENUS 1
VENUS 2
ZERO (SOLEIL)
ZERO (VENUS)
4470
4480
4490
SOLEIL
T T S T S
VENUS 1
VENUS 2
0,1 cm⁻¹
ZERO (SOLEIL)
ZERO (VENUS)
4500
4510
4520
4530 cm⁻¹

fig. 54

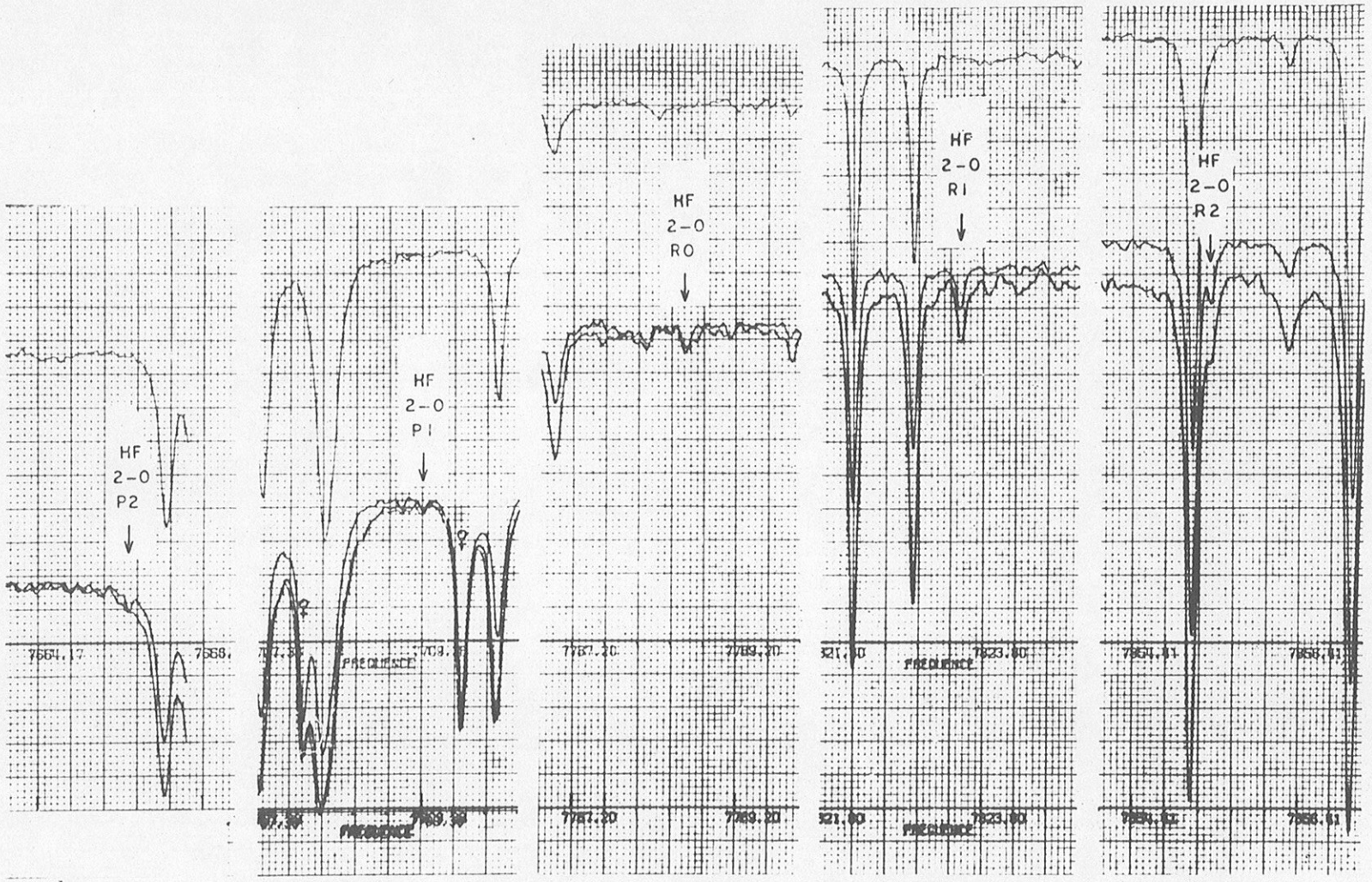
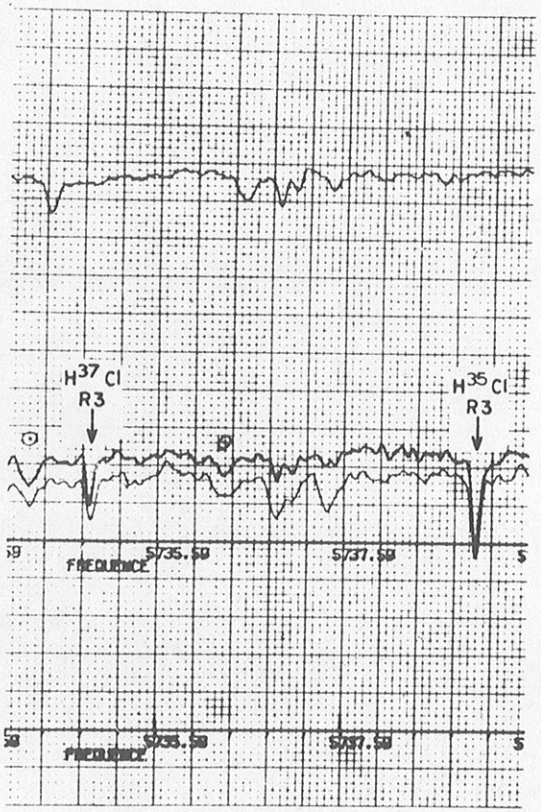
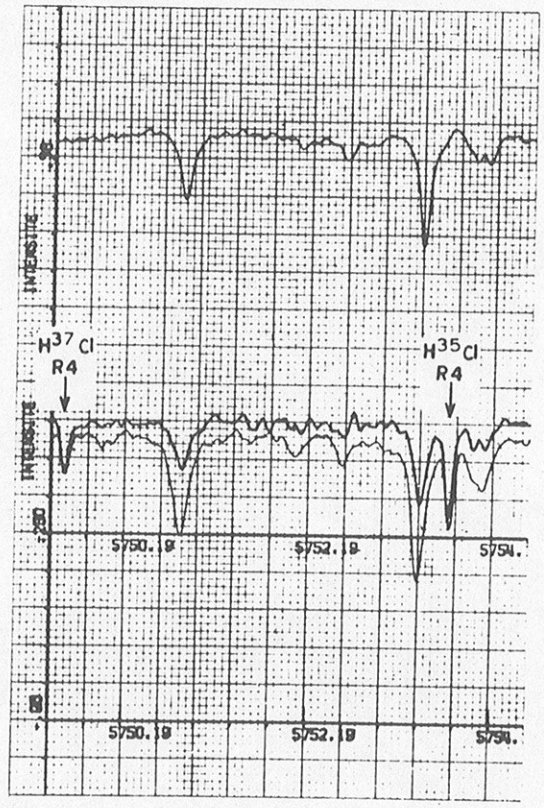


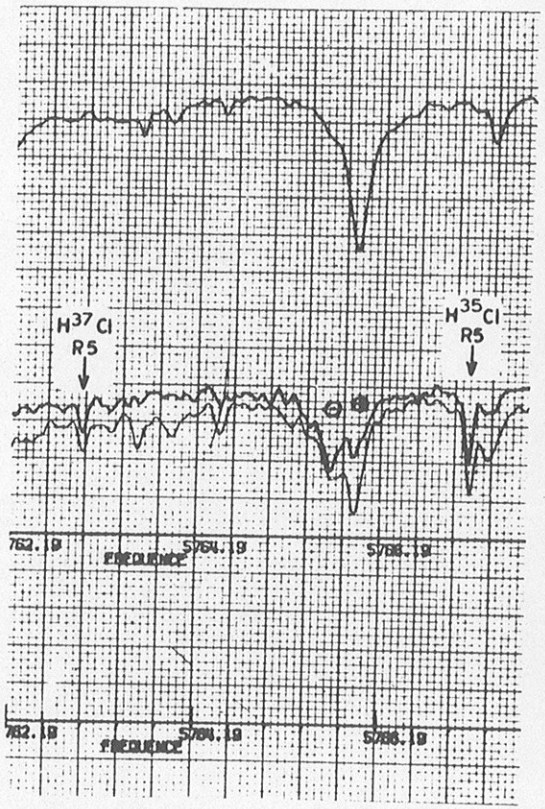
fig. 55


H37 Cl
R3
H35 Cl
R3
FREQUENCE
5735.58
5737.58

(a)


INTENSITE
H37 Cl
R4
H35 Cl
R4
5750.18
5752.18
5754.

(b)


H37 Cl
R5
H35 Cl
R5
FREQUENCE
5784.18
5786.18

(c)

fig. 56

ANNEXE I

EFFETS DE L'INHOMOGENEITE DE L'ECLAIREMENT DE L'ONDE INCIDENTE DANS UN INTERFEROMETRE

Le calcul qui suit est un essai pour donner une base théorique aux effets constatés de l'agitation atmosphérique sur un spectre astronomique obtenu par T.F.

Soit un interféromètre à deux ondes permettant d'atteindre les systèmes d'interférences transmises et réfléchies, éclairé par une onde d'amplitude inhomogène. Un point M de cette onde est repéré par un vecteur V = OM (O origine sur l'axe du système) l'amplitude en ce point est $e^{l(v)}$ $\int_v e^{2l\,(v)} dv$ représente <u>à un instant donné</u> l'énergie incidente dans l'interféromètre.

Considérons l'état d'interférence pour une différence de marche δ aux deux sorties de l'interféromètre pour les points M' et M" correspondant à M, donc repérés par le même vecteur. Si t_1, r_1, t_2, r_2 sont les facteurs de transmission et réflexion pour chacune des couches de la séparatrice, l'amplitude des ondes interférentes sera :

$t_1(v)\, r_2(v)\, e^{l(v)}$ et $r_1(v)\, t_2(v)\, e^{l(v)}$ d'un côté

$r_1(v)\, r_2(v)\, e^{l(v)}$ et $t_1(v)\, t_2(v)\, e^{l(v)}$ de l'autre

Ecrivons chacun des produits r et t sous la forme : $a_i + b_i\,(v)$, c'est-à-dire un terme d'amplitude constante (moyenne sur la surface de la séparatrice) et un terme fonction de v

$$a_i + b_i\,(v) = a_i\,(1 + \frac{b_i}{a_i}\,(v)\,) \sim a_i\, e^{l_i(v)}$$

Donc les amplitudes des ondes interférentes seront :

$a_1\, e^{l(v) + l_1(v)}$ $\qquad$ $a_2\, e^{l(v) + l_2(v)}$

$a_3\, e^{l(v) + l_3(v)}$ $\qquad$ $a_4\, e^{l(v) + l_4(v)}$

A la différence de phase ϕ due à la différence de marche δ entre

les ondes s'ajoutera un déphasage local $\phi_i(v)$ provenant des défauts de l'interféromètre pour chaque onde.

L'état d'interférence sera donné aux points M' M" par le carré du module de la somme des amplitudes interférentes :

$$\left\{a_1 e^{l(v)+l_1(v)+i[\phi+\phi_1(v)]} + a_2 e^{l(v)+l_2(v)+i\,\phi_2(v)}\right\}\overline{\left\{\quad\right\}}$$

et

$$\left\{a_3 e^{l(v)+l_3(v)+i[\phi+\phi_3(v)]} + a_4 e^{l(v)+l_4(v)+i\,\phi_4(v)}\right\}\overline{\left\{\quad\right\}}$$

En développant on obtient :

$$e^{2l(v)}\left\{a_1^2 e^{2l_1(v)} + a_2^2 e^{2l_2(v)} + 2a_1 a_2 e^{2(l_1+l_2)_v}\cos[\phi-\phi_T(v)]\right\} \qquad \phi_T=\phi_2-\phi_1$$

$$e^{2l(v)}\left\{a_3^2 e^{2l_3(v)} + a_4^2 e^{2l_4(v)} + 2a_3 a_4 e^{2(l_3+l_4)_v}\cos[\phi-\phi_R(v)]\right\} \qquad \phi_R=\phi_3-\phi_4$$

$\phi_t(v)$ et $\phi_r(v)$ indiquent que dans le champ deux ondes interférentes ne sont pas rigoureusement superposables, et l, l_1, l_2, l_3, l_4 que l'intensité n'y est pas uniforme ; globalement que les deux systèmes ne sont pas rigoureusement complémentaires.

L'intensité de chacun de ces systèmes est transformée en signal électrique par un détecteur photonique.

Supposons, ce qui n'est qu'un montage particulier que l'image de la séparatrice soit formée sur les détecteurs pour conserver le même paramètre d'espace : v. La sensibilité superficielle de chacun, très inhomogène, est représentée par :

$$1 + S_t(v) \qquad 1 + S_r(v)$$

S_t et S_r en représentent les variations normalisées par rapport à la valeur moyenne.

Les signaux électriques de sortie seront :

$$G_T\int_v e^{2l(v)}\left\{a_1^2 e^{2l_1(v)} + a_2^2 e^{2l_2(v)} + 2a_1 a_2 e^{2(l_1+l_2)_v}\cos[\phi-\phi_T(v)][1+S_T(v)]\right\}dv$$

$$G_R\int_v e^{2l(v)}\left\{a_3^2 e^{2l_3(v)} + a_4^2 e^{2l_4(v)} - 2a_3 a_4 e^{2(l_3+l_4)_v}\cos[\phi-\phi_R(v)][1+S_R(v)]\right\}dv$$

(G_t et G_r : gains respectifs des préamplificateurs qui précèdent les détecteurs)

On effectue la différence de ces signaux. Ce qui donne :

a) terme continu :

$$\int_V e^{2l(v)} \left\{ G_T[1+S_T(v)][a_1^2 e^{2l_1(v)} + a_2^2 e^{2l_2(v)}] - G_R[1+S_v][a_3^2 e^{2l_3(v)} + a_4^2 e^{2l_4(v)}] \right\} dv$$

En remettant e^{2li} sous la forme $1 + 2li$ on peut développer cette expression :

$$(1) \quad = \left[G_T (a_1^2 + a_2^2) - G_R (a_3^2 + a_4^2) \right] \int_V e^{2l(v)} dv$$

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} + \int_V e^{2l(v)} \left\{ G_T [2 a_1^2 l_1(v) + 2 a_2^2 l_2(v)] - G_R [2 a_3^2 l_3(v) + 2 a_4^2 l_4(v)] \right\} dv \\ + \int_V e^{2l(v)} \left\{ G_T S_T(v) [a_1^2 + a_2^2] - G_R S_R(v) [a_3^2 + a_4^2] \right\} dv \\ + \int_V e^{2l(v)} \left\{ G_T S_T(v) [2 a_1^2 l_1(v) + 2 a_2^2 l_2(v)] - G_R S_R(v) [2 a_3^2 l_3(v) + 2 a_4^2 l_4(v)] \right\} dv \end{array} \right.$$

et y distinguer :

- le premier terme (1) que l'on pourrait appeler <u>terme cohérent</u> il est directement proportionnel à la <u>scintillation globale</u> de l'onde incidente.

- la somme (2) forme la <u>partie incohérente</u> du fond continu. Elle n'est plus proportionnelle à la scintillation globale mais dépend de la <u>scintillation locale</u>, des <u>défauts des récepteurs</u>.

De part le coefficient

$$G_t (a_1^2 + a_2 2) - G_r (a_3^2 + a_4^2)$$

on voit que l'effet de la scintillation globale et au même titre de toute variation de l'intensité totale, se trouve très amoindri. C'est ce que nous avons déjà signalé au 2ème chapitre, B - 5° "Interféromètre équilibré". Mais avec l'introduction de la scintillation locale de l'onde, même si à la limite le terme précédent est nul la somme (2) n'a aucune raison de l'être et peut même présenter des valeurs importantes par rapport à l'intensité moyenne. C'est là qu'apparaît essentielle la

distinction entre les deux formes de scintillation.

b) terme d'interférence (onde monochromatique)

$$2\int_v e^{2l(v)}\left\{G_T a_1 a_2 e^{2(L_1+L_2)v}\cos[\phi-\phi_T(v)][1+S_T(v)]+G_R a_3 a_4 e^{2((L_3+L_4)v}\cos[\phi-\phi_R(v)](1+S_R(v)\right\}dv$$

En développant cos $[\phi - \phi_t (v)]$ et cos $[\phi - \phi_r (v)]$ la fonction sous le signe "somme" peut être écrite sous la forme :

$$A(v)\cos\phi + B(v)\sin\phi$$

avec
$$A(v) = \alpha_v \cos\phi_t(v) + \beta_v \cos\phi_r(v)$$
$$B(v) = \beta_v \sin\phi_t(v) + \beta_v \sin\phi_r(v)$$
et
$$\alpha_v = G_t\, a_1\, a_2\, e^{2(l_1+l_2)v}\,[1+S_t(v)]$$
$$\beta_v = G_r\, a_3\, a_4\, e^{2(l_3+l_4)v}[1+S_r(v)]$$

L'intégrale s'écrit $\cos\phi \int_v e^{2l(v)} A(v)dv + \sin\phi \int_v e^{2l(v)} B(v)dv$

Posons $$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\int e^{2l(v)} B(v)dv}{\int e^{2l(v)} A(v)dv}$$

le terme d'interférence a pour expression alors :

$$\frac{1}{\cos\varphi}\int e^{2l(v)} A(v)dv\cos(\phi-\varphi) \quad \text{ou} \quad \left[\left(\int_v e^{2l(v)} A(v)dv\right)^2 + \left(\int e^{2l(v)} B(v)dv\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\cos(\phi-\varphi)$$

Expression de l'interférogramme

a) Si l'on peut négliger les déphasages locaux de l'interféromètre ce qui constitue le cas pratique, on a pour une longueur d'onde , à la différence de marche δ :

$$\left\{\int_v e^{2l(v)}[\alpha(v)+\beta(v)]\right\}\cos 2\pi\sigma\delta$$

On peut développer le coefficient d'amplitude en une somme de termes en faisant apparaître :

$(G_t\, a_1 a_2 + G_r\, a_3 a_4)\int_v e^{2l(v)}dv$ terme proportionnel à l'inten-

sité collectée.

Mais les termes qui suivent font intervenir la scintillation locale et les défauts des détecteurs.

L'interférogramme s'écrit (dans la mesure où ces inhomogénéités ne sont pas chromatiques) pour une source de densité spectrale $B(\sigma)$.

$$\left\{\int_V e^{2L(v)}\left[\alpha(v)+\beta(v)\right]dv\right\}\int_\sigma B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta\, d\sigma$$

c'est-à-dire l'interférogramme théorique multiplié par un coefficient dont les variations dans le temps ne sont pas parfaitement corrélées avec celle de l'intensité globale. C'est ce qui rend particulièrement nuisible l'effet de la scintillation. Enfin le signal enregistré complet s'écrit, en fonction de δ :

$$I(\delta)=\int_V e^{2L(v,\delta)}\left\{G_T\left[1+S_T(v)\right]\left[a_1^2e^{2L_1(v)}+a_2^2e^{2L_2(v)}\right]-G_R\left[1+S_R(v)\right]\left[a_3^2e^{2L_3(v)}+a_4^2e^{2L_4(v)}\right]\right\}$$
$$+2\int e^{2L(v,\delta)}\left[\alpha(v)+\beta(v)\right]dv\int_\sigma B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta\, d\sigma \qquad \times\int_\sigma B(\sigma)\,d\sigma$$

($e^{2L(v)}$ devient fonction de δ car il varie dans le temps) le tout multiplié par $A(\delta,\delta max.)$ fonction d'apodisation.

En résumé :

$$I(\delta)=\left[F(\delta)\int_0^\infty B(\sigma)\,d\sigma+\Psi(\delta)\int_0^\infty B(\sigma)\cos 2\pi\sigma\delta\, d\sigma\right]A(\delta,\delta_{max})$$

$F(\delta)$ et $\Psi(\delta)$ étant deux fonction distinctes et comme nous l'avons vu partiellement cohérentes avec les fluctuations de l'intensité collectée.

Le spectre calculé va être la somme :

- <u>de la transformée du fond continu</u> : fonction présentant un pic important à la fréquence 0 et des ondulations peu amorties (cf fig. 13 - a) qui va se répéter avec les fréquences d'échantillonnage.

- <u>du spectre vrai</u> convolué par T.F. $\left[\Psi(\delta)\ A\ (\delta,\ \delta max)\right]$ fonction d'appareil qui présente un bruit supplémentaire suivant les fréquences contenues dans $\Psi(\delta)$.

b) <u>Si l'on ne néglige pas lesdéphasages locaux</u> l'interférogramme prend une expression très compliquée que nous n'expliciterons pas.

ANNEXE II

EFFET SUR LE SPECTRE DE LA VARIATION DE DISTANCE ZENITHALE AU COURS DE L'ENREGISTREMENT

Il est bien connu qu'un rayonnement monochromatique $B_o(\sigma)$ pénétrant dans l'atmosphère, se trouve réduit après un parcours X à :

$$B(\sigma) = B_o(\sigma)\, e^{-\tau_\sigma}$$

avec $$\tau_\sigma = \int_o^X k_\sigma \rho \, dx$$

où k_σ est le coefficient d'absorption par gramme d'air; ρ la densité. Si l'on peut considérer l'atmosphère stratifiée en couches parallèles on peut écrire :

$$\tau_\sigma = \int_o^L k_\sigma \rho \sec z \, dl$$

L : épaisseur au zénith de l'observateur

z : distance zénithale de la source

Si k_σ est indépendant de l'altitude on pose :

$$\tau_\sigma = m k_\sigma \sec z$$

m : masse d'atmosphère au-dessus du lieu d'observation

L'extinction du rayonnement incident s'exprime alors par :

$$B(\sigma) = B_o(\sigma)\, e^{-mk_\sigma \sec z}$$

Au cours d'une observation de plusieurs heures z varie, donc l'intensité enregistrée également. On peut préciser la variation en exprimant Secz en fonction des coordonnées de la source et du lieu d'observation

$$\sec z = \frac{1}{\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos HA}$$

φ : latitude du lieu

δ : déclinaison de l'astre

HA : angle horaire

Au cours d'une observation HA est la variable. Pendant l'enregistrement de l'interférogramme, à une durée T on peut faire correspondre une variation d de la différence de marche de l'interférogramme par la relation :

$$d = 2vt$$

où v est la vitesse de déplacement du miroir mobile.

Supposons l'interférogramme commencé à l'heure t_o, le passage du méridien se situant à t_M; à $t_M - t_o$ correspond une variation d_o de la différence de marche. A l'heure t l'interférogramme en est à la différence de marche D. Et HA peut s'écrire :

$$HA = \frac{1}{2v} (D - d_o) \quad \text{(avec HA en secondes)}$$

d_o peut bien sûr être positif ou négatif suivant que le début de l'enregistrement se situe avant ou après le passage du méridien, alors que D est toujours positif.

Posons $\sin\varphi \sin\delta = a$

$\cos\varphi \cos\delta = b$

$HA = hd \quad (h = \frac{1}{2v} \quad d = D - d_o)$

Soit $B_o(\sigma)$, compris entre σ_1 et σ_2 le spectre de la source avant son entrée dans l'atmosphère.

Si aucun moyen de correction de cette variation n'est utilisé, l'interférogramme aura pour expression :

$$I(D) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B_o(\sigma)\, e^{-mk_\sigma (a + b \cos hd)^{-1}} \cos 2\pi\sigma D d\sigma$$

Si l'angle horaire ne prend pas de valeurs trop importantes au cours de l'enregistrement on peut faire l'approximation :

$$\cos hd \sim 1 - \frac{h^2 d^2}{2}$$

d'où $\sec z \sim \left[a + b\left(1 - \frac{h^2 d^2}{2}\right)\right]^{-1} = \frac{1}{a+b}\left(1 - \frac{b}{a+b}\frac{h^2 d^2}{2}\right)^{-1} \sim \frac{1}{a+b}\left(1 + \frac{b}{a+b}\frac{h^2 d^2}{2}\right)$

et $e^{-mk_\sigma \sec z} \sim e^{-mk_\sigma\left(1 + \frac{b}{a+b}\frac{h^2 d^2}{2}\right)} = e^{-\frac{mk_\sigma}{a+b}} e^{-\frac{b\, mk_\sigma}{(a+b)^2}\frac{h^2 d^2}{2}}$

$\frac{1}{a+b} = \sec z_o$ masse d'air au méridien

On pose $K_0\sigma = mk_\sigma \sec z_0$

$$e^{-\frac{b m k_\sigma}{(a+b)^2}\frac{h^2 d^2}{2}} = e^{-b K_{0\sigma} \sec z_0 \frac{h^2 d^2}{2}}$$

Pour une observation favorable $\sec z_0$ doit être peu supérieur à 1

$b = \cos\varphi \cos\delta$ est nécessairement inférieur a 1.

on peut donc faire l'approximation :

$$e^{-b K_{0\sigma} \sec z_0 \frac{h^2 d^2}{2}} \sim 1 - B K_{0\sigma} d^2$$

en posant : $\frac{bh^2}{2} \sec z_0 = B$

D'où en récapitulant :

$$\boxed{I(D) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B_0(\sigma) e^{-K_0\sigma} [1 - B K_{0\sigma} (D - d_0)^2] \cos 2\pi\sigma D \, d\sigma}$$

1°) $K_{0\sigma}$ constant dans le domaine σ_1, σ_2

Ceci veut dire que l'on est dans une région de transparence avec atténuation sans absorption sélective. On pose $K_0\sigma = K$

$$I(D) = [1 - B K_0 (D - d_0)^2] \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B_0(\sigma) e^{-K} \cos 2\pi\sigma D \, d\sigma$$

L'interférogramme est limité à la différence de marche maximum D_M, c'est-à-dire qu'il est multiplié par une fonction A (D) limitée à D_M (qui est un créneau s'il n'y a pas d'apodisation numérique).

La fonction d'appareil dans le spectre va être déterminée par la T.F. de la fonction :

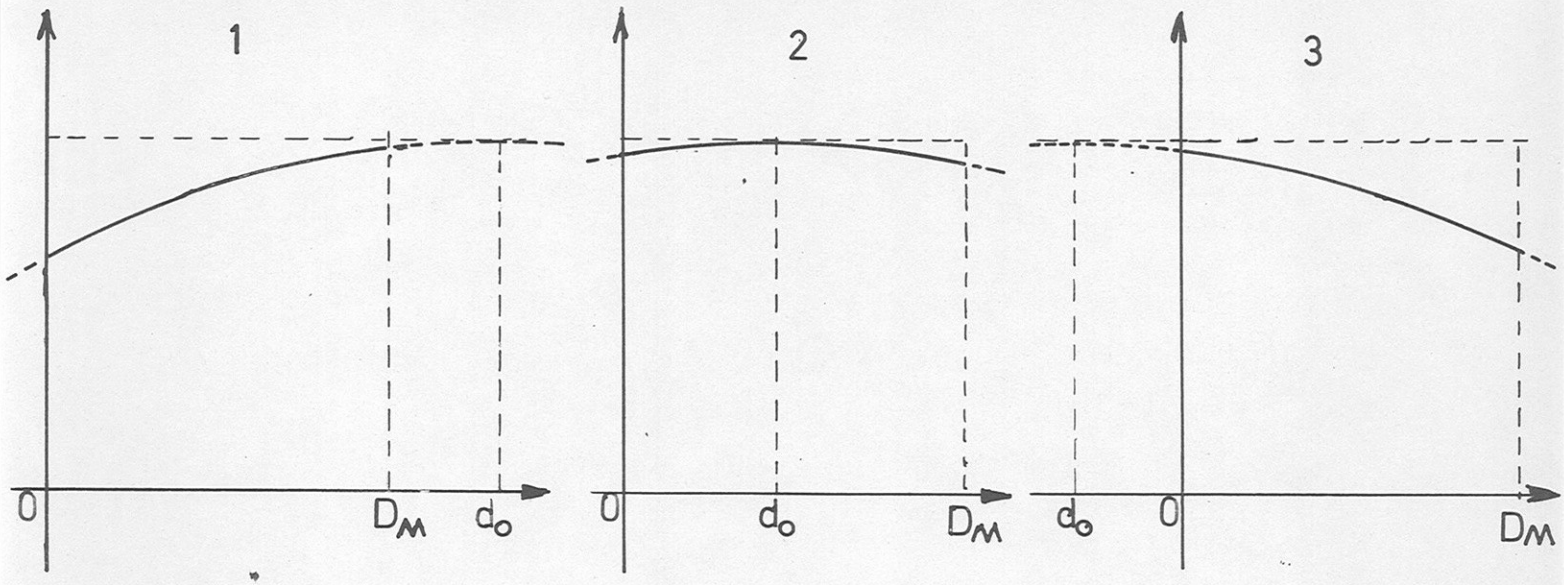
$$[1 - BK (D - d_0)^2] A (D)$$

Si A (D) est un créneau (1 pour $0 < D < D_M$, 0 pour $D > D_M$) l'interférogramme est multiplié par une portion de parabole qui suivant la valeur de d_0 a les aspects suivants :

1 : enregistrement effectué avant le passage du méridien

2 : enregistrement effectué de part et d'autre du méridien

3 : enregistrement effectué après le passage du méridien



On peut préciser aisément l'expression de la fonction d'appareil. On obtient :

$$F = \left(1 - BKd^2 + 2BKd_o D - BKD^2\right) \frac{\sin \omega D}{\omega}$$

$$- 2\,BK\,(D - d_o)\,\frac{\cos \omega D}{\omega^2}$$

$$+ 2\,BK\,\frac{\sin \omega D}{\omega^3}$$

$$- \frac{2\,BKd_o}{\omega^2} \qquad \text{avec} \qquad \omega = 2\pi\sigma$$

a) intensité

La limite de cette fonction pour $\omega \to 0$ donne l'intensité au sommet

$$F\,(0) = D_M\left[\left(1 - BK\,\left(d_o^2 - d_o\,D_M + \frac{D}{3}^2 M\right)\right)\right]$$

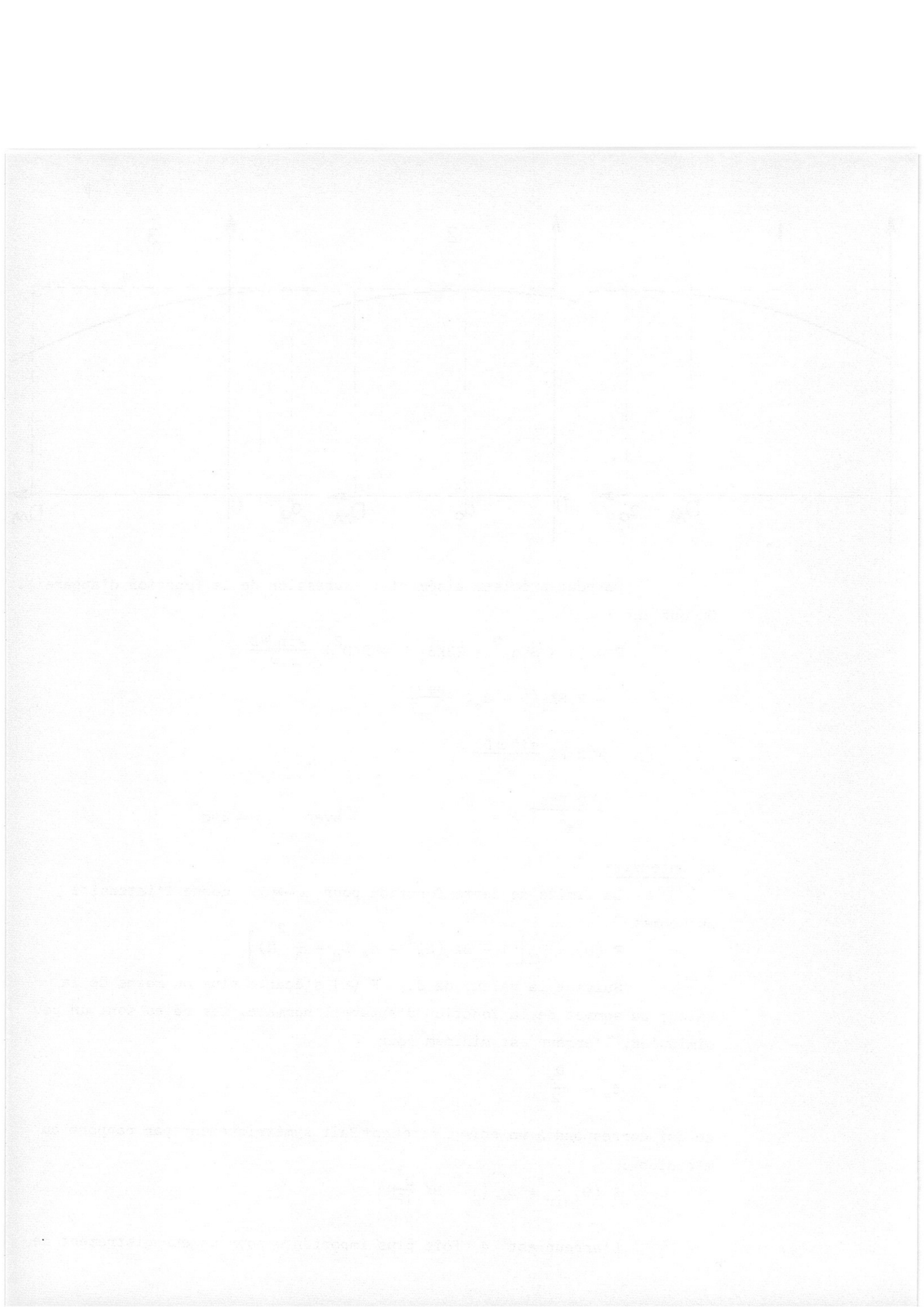
Suivant la valeur de d_o, $F\,(0)$ s'écarte plus ou moins de la valeur au sommet de la fonction d'appareil normale. Les raies sont un peu diminuées, l'erreur est minimum pour :

$$d_o = \frac{D_M}{2}$$

ce qui correspond à un enregistrement fait symétriquement par rapport au méridien :

$$F\,(0)_{min} = D_M\,\left(1 - BK\,\frac{D^2}{12}M\right)$$

L'erreur est 4 fois plus importante pour un enregistrement de



même durée (même D_M) commencé ou fini juste au méridien.

b) résolution

Calculons la valeur de F pour le premier zéro de la fonction d'appareil normale, soit $\omega D = \pi$

$$F_1 = \frac{2}{\pi 2} \; BK \; (D_M - 2\, d_o)\, D_M^{\,2}$$

- Si $F_1 < 0$: la fonction F est en-dessous de la fonction normale: la résolution est augmentée mais il faut s'attendre à des pieds plus importants.
- Si $F_1 > 0$: la fonction F est au-dessus de la fonction normale: la résolution est diminuée. C'est l'équivalent d'une apodisation.

Cas 1 : enregistrement effectué avant le passage du méridien : $d_o > D_M - 2d_o$ est négatif. Il s'ensuit que, F_1 est toujours négatif.

Cas 2 : enregistrement effectué de part et d'autre du méridien : $0 < d_o < D_M$ donc $D_M - 2d_o$ est compris entre $- D_M$ et $+ D_M$. F_1 est positif ou négatif mais en particulier s'annule pour

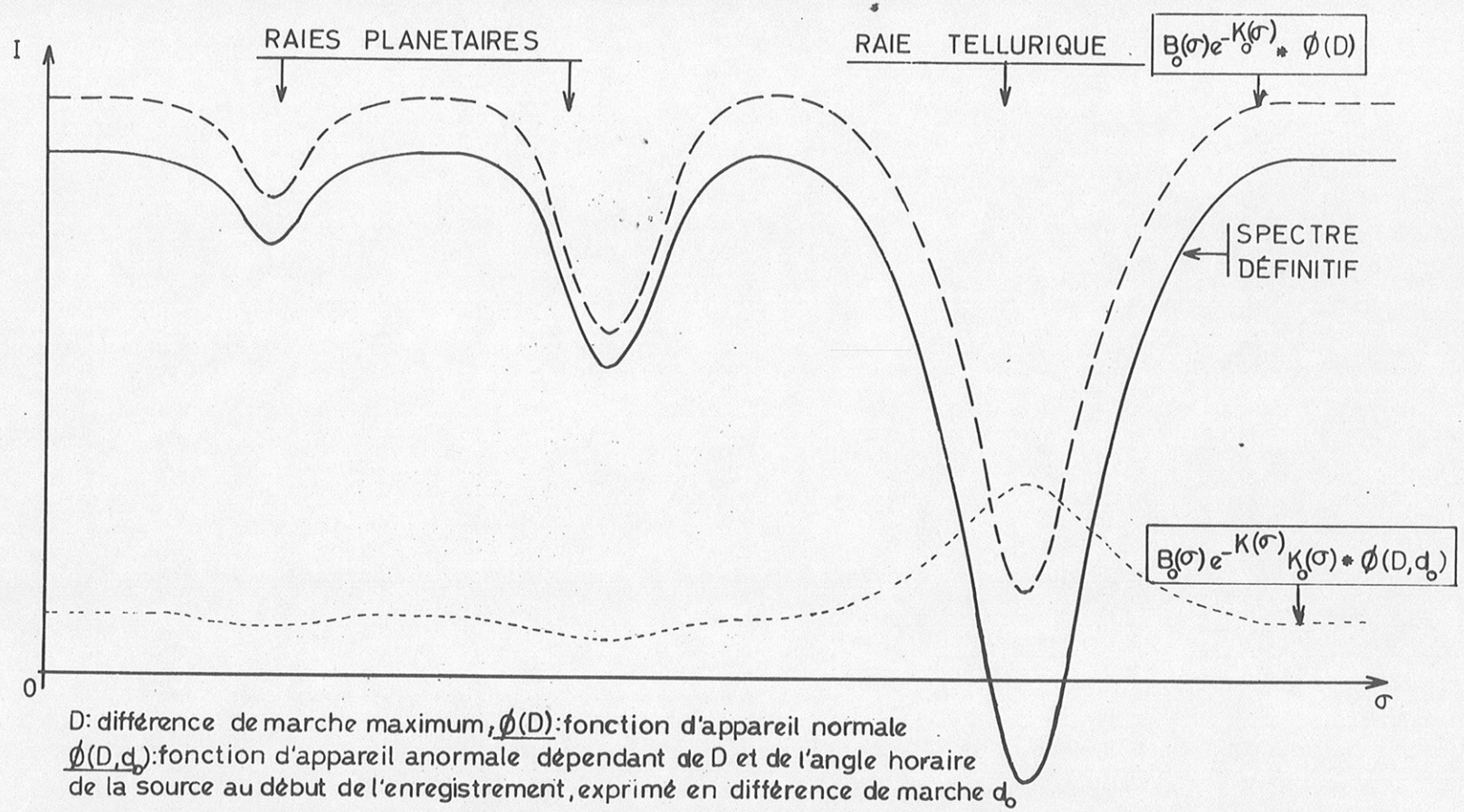
$$D_M = 2d_o$$

Le premier zéro de la fonction d'appareil coïncide alors avec celui de la fonction normale. Déjà dans ce cas l'erreur d'intensité est minimum, c'est donc la condition la meilleure pour que les effets de la variation de masse d'air au cours de l'enregistrement soit minimum.

Cas 3 : enregistrement effectué après le passage du méridien : $d_o < 0$ donc $D_M - 2d_o$ est toujours positif. F_1 est positif

2) $K_{o\sigma}$ variable

L'atmosphère exerce une absorption sélective sur le rayonnement incident. Il est difficile de préciser $K_{o\,\sigma}$ mais l'expression gé-



D: différence de marche maximum, $\phi(D)$: fonction d'appareil normale
$\phi(D,d_o)$: fonction d'appareil anormale dépendant de D et de l'angle horaire de la source au début de l'enregistrement, exprimé en différence de marche d_o

FigA: MODIFICATION du SPECTRE par la VARIATION de DISTANCE ZENITHALE au COURS de l'ENREGISTREMENT

nérale obtenue au début peut se mettre sous la forme :

$$I(D) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B_o(\sigma) e^{-K_o\sigma} \cos 2\pi\sigma D \, d\sigma - B(D-d_o)^2 \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B_o(\sigma) e^{-K_o\sigma} K_{o\sigma} \cos 2\pi\sigma D \, d\sigma$$

Il apparaît deux termes. Le premier correspond au spectre vu à travers l'atmosphère au méridien. Il ne présente aucune distorsion instrumentale.

Le second correspond à un "faux spectre" : $B_o(\sigma)e^{-K_o\sigma}K_o\sigma$ convolué par une fonction d'appareil dépendant du moment de l'enregistrement, du type de celle étudiée au 1). L'intensité (pour $\omega = 0$) en est :

$$B(d_o^2 - d_o D_M + \frac{D^2}{3} M)$$

Elle est minimum pour $D_M = 2d_o$ et augmente pour les autres valeurs, donc pour les spectres pris avant ou après le méridien . Ce "faux spectre" sera d'autant plus nuisible que l'on s'écarte des conditions où le passage du méridien se situe au milieu de l'enregistrement.

L'existence de $B_o(\sigma)e^{-K_o\sigma}K_o\sigma$ fait aussi que dans un spectre les raies telluriques et les raies planétaires ou solaires sont affectées différemment par la variation de hauteur zénithale.

Supposons une raie planétaire ou solaire dégagée d'absorption tellurique. Sur sa largeur $K_o\sigma$ est constant et assez faible puisqu'on est dans une zone de bonne transparence, donc $B_o(\sigma)e^{-K_o\sigma}K_o\sigma$ est une image très atténuée de la raie.

Au contraire pour une raie tellurique $K_o\sigma$ devient important et à cette raie correspond un maximum de $e^{-K_o\sigma}K_o\sigma$ (fig. A).

Donc en résumé les raies planétaires et solaires présentent une erreur d'intensité par défaut alors que les raies telluriques présentent une erreur par excès d'autant plus importante que l'enregistrement est fait loin du méridien. C'est ce qui fait que des raies telluriques déjà naturellement profondes prennent dans le spectre calculé des valeurs négatives.

En comparant deux spectres normés, l'un pris bas sur l'horizon, l'autre pris au voisinage du méridien les intensités des raies planétaires et solaires sont assez peu modifiées, les raies telluriques sont au contrair

re de profondeur très différente. C'est ce qu'on observe sur les spectres de Vénus où le système d'intégration en temp variable (décrit au chapitre 3e, § II) n'était pas en place * (cf. l'illustration de ce phénomène fig. 14).

---

*Note : Tous les calculs sont faits en supposant un enregistrement continu de l'interférogramme. En pratique il y a des interruptions dues à des passages de nuages ce qui complique un peu.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur CHABBAL qui m'a accueilli dans son laboratoire.

Ma très profonde gratitude va à P. CONNES qui m'a initié à cette méthode de Spectroscopie nouvelle et a bien voulu m'associer à son travail de recherche dans un domaine particulièrement passionnant.

Messieurs MICHEL, SEGUIN, DURAND ont étroitement collaboré à ces expériences pour toute l'électronique.

J'exprime mes remerciements à Messieurs DEMI, FREVILLE, CALVIGNAC et tous les techniciens de l'atelier du laboratoire Aimé Cotton qu'il faudrait pouvoir tous nommer, qui ont exécuté avec soin les nombreuses pièces de mécanique nécessaires aux divers montages.

Monsieur FEHRENBACH, Directeur de l'Observatoire de Haute-Provence, nous a donné toutes facilités pour l'installation de l'appareil et Monsieur LAMOUR avec les techniciens du télescope de 193 cm ont contribué par leur aide au succès des observations.

R E F E R E N C E S

Suite de la page 5

(19) G.P. KUIPER. - "Photometry of the infrared spectrum of Venus 1 to 2,5 μ" - La Physique des Planètes p. 269. Colloque de l'Université de Liège, 24, (1962).

(20) G.P. KUIPER. - "Communication of the lunar and planetary Laboratory" n° 15 University of Arizona.

(21) J. PINARD. - "Echantillonnage des interférogrammes en Spectroscopie par T.F." Thèse de 3ème Cycle, Paris (1963).

(22) M. CUISENIER. - "Etude et réalisation d'un interféromètre de Michelson pour Spectroscopie par T.F. à haute résolution dans un domaine spectral étendu" - Thèse de 3ème Cycle, Paris (1965).

(23) J. & P. CONNES. - "Near infrared planetary spectra by Fourier Spectroscopy - I Instruments and results". J. Opt. Soc. Amer., 56, 896-910 (July 1966).

(24) J. CONNES, P. CONNES & J.P. MAILLARD. - "Spectroscopie astronomique par T.F." présenté au Colloque C.N.R.S. sur les "Méthodes nouvelles de Spectroscopie instrumentale". cf (18) (1966), J. Phys., 28, p. C2, 121 Mars 1967.

(25) P. CONNES. - "Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel". Thèse Paris, Edition de la Revue d'Optique (1961).

(26) F.D. KAHN. - "The signal : noise ratio of a suggested spectral analyser", Ap. J., 129, 518 (1959).

(27) G.W. STROKE. - "Ruling, testing and use of optical gratings for high-resolution spectroscopy" Progress in Optics, Vol II (1963).

(28) G.P. KUIPER. - "Infrared spectroscopy of planets and cool stars" - Les spectres infrarouges des astres - Colloque de l'Université de Liège, 26, 365, (1964).

(29) R. CHABBAL. - "Recherche des meilleures conditions d'utilisation du spectromètre photoélectrique Fabry-Perot" Journal des Recherches du du C.N.R.S., n° 24, 138 (1953)

(30) J.E. MACH, D.P. Mc NUTT, F.L. ROESLER & R. CHABBAL. - The PEPSIOS purely interferometric high-resolution scanning spectrometer". Appl. Opt., 2, 873 (1963).

(31) DUNHAM . - "Vistas in Astronomy", 2, 1223, Editeur A. Beer, London and New-York, Pergamon Press.

(32) M. DAEHLER. - "The solar spectrum in the neighborhood of the lithium resonance" - Thèse, Université de Wisconsin (1966).

(33) D.P. Mc NUTT & J.E. MACK. - "Telluric absorption, residual intensities and shift in the Fraunhofer D lines" J. Géophys. Res., 68, 3419 (1963).

(34) L.M. HOBBS. - "High-resolution study of an interstellar line" Ap. J., 142, 160 (1965).

(35) H.W. BABCOCK. - "Measurement of stellar magnetic fields". Astronomical Techniques. Vol. 2, p. 107, série "stars and stellar systems" Chicago (1962).

(36) J.B. OKE & J.L. GREENSTEIN. - Ap. J., 133, 349 (1961).

(37) M.F. WALKER. - "Recent Progress in the use of the Lallemand Electronic Camera in Astronomical Spectroscopy" - 3d Symposium on photoelectronic image devices. p. 761 - 22 B. Advances in Electronic and Electron Physics Academic Press (1966).

(38) R.R. Mc MATH & O.C. MOHLER. - "Solar Spectroscopy with a Cashman Cell", J.Opt. Soc. Amer., 39, 903 (1949).

(39) M. MIGEOTTE, L. NEVEN & J. SWENSSON. - "The solar spectrum, from 28 to 23, 7 μ (1956) Rapport AF 61(514) Université de Liège.

(40) NEUGEBAUER, MARTZ & LEIGTHON. - "Observations of extremely cool stars" Ap.J., 142, 399, (1965).

(41) J. STRONG & F.R. STAUFFER. - "Instrumentation for infrared astrophysics - Astronomical Techniques - Vol 2, p. 256 - série "Stars and stellar systems" Chicago (1962).

(42) V.I. MOROZ. - "Recent observations of infrared spectra of planets" - Les spectres infrarouges des astres. Vol 26, p. 406. Colloque de l'Université de Liège (1964).

(43) W.M. SINTON. - Lowell Obs. Bull. n° 103, Sept 25 (1959)
- Recent radiometric studies of the planets and the Moon".

Planets and Satellites, Vol 3, p. 429. The solar system - Chicago (1961).

- J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf., 3, 551 (1963).

(44) M. SPINRAD. - "Spectroscopic research on the major planets" Appl. Opt., 3, 181, (1964).

(45) L.P. GIVER. - "High-Dispersion spectrograms of Jupiter and Saturn" Publ. Astron. Soc. Pacif., 77, 128, (1964).

(46) L.D. KAPLAN, G. MUNCH & H. SPINRAD. - "An analysis of the spectrum of Mars" Ap.J., 139, 1, (1964).

(47) R. BEER. - "A balloon-borne Michelson interferometer for solar spectroscopy in the 10 - 100 μ region", Colloque C.N.R.S. sur les Méthodes nouvelles de spectroscopie instrumentale" (cf 18).

(48) ELTERMAN. - "A model of clear standard atmosphere for attenuation in the visible and infrared windows" Rept. AFCRL 63 - 675 Bedford Mass (1963).

(49) N.B.S. Technical Note n° 225. - "Optical scintillation - a survey of the literature".

(50) J. STOCK & G. KELLER. - "Astronomical Seeing" dans "Telescopes", 1, 138, (1962) Série "Stars and stellar systems" G.P. Kuiper et B.P. Middlehurst, Chicago.

(51) H.R. CARLON. - "The apparent dependence of terrestrial scintillation intensity upon atmospheric humidity", Appl. Opt., 4, 9, 1089.

(52) W.M. PROTHEROE. - "Preliminary report on stellar scintillation" contract A.F. 19 (604) 41. AFCRC. Cambridge, 39, Mass. (1954).

(53) N.J. WOOLF. - "Signal to noise ratios in Multiplex and scanning spectrometers" Appl. Opt., 3, 1195, (1964).

(54) L. MERTZ. - "Transformations in Optics", p.44 Wiley and Sons, Inc. New-York, London, Sydney (1965).

(55) L. MERTZ. - "Infrared Fourier Transform spectrometry from space vehicles". Les spectres infrarouges des astres. Colloque de l'Université de Liège, 26, 120, (1964).

(56) R. BEER & D. MARJANIEMI. - "Wave fronts and construction tolerances for a cat's eye retroflector", Appl. Opt., 5, 1191, (1966).

(57) J.W. COOLEY & J.W. TUKEY. - "Math. of Computation" 19, 297, (1965)

(58) K.N. RAO, C.J. HUMPHREYS & D.H. RANK. - "Wavelength Standard in the infrared" Academic Press, New-York, London (1966).

(59) W. BENEDICT, J. CONNES, P. CONNES & L. KAPLAN. - "Traces of HCl and HF in atmosphere of Venus" Ap. J., 147, 1230 (1967).

TABLE DES MATIERES

		Pages
INTRODUCTION.		1
I	Rapide historique et principaux résultats expérimentaux	2
II	Infrarouge lointain	5
III	Infrarouge proche	5
CHAPITRE I :	JUSTIFICATION DE L'INTERET DE LA SPECTROSCOPIE PAR T.F. EN ASTRONOMIE.	
I	Comparaison entre le monochromateur, le spectromètre "multiplex", le spectromètre multicanal du point de vue rapport signal sur bruit.	7
II	Interprétation	9
III	Application à la spectroscopie astronomique	11
	1) - Adaptation du spectromètre à réseau	12
	2) - Adaptation de l'interféromètre de Michelson	16
	3) - Adaptation du Fabry-Perot	19
IV	Illustration	
	1) - La région 3500 Å 11000 Å	21
	2) - L'infrarouge	23
V	Problèmes de spectroscopie I R en astronomie	25
CHAPITRE II	PROBLEMES PARTICULIERS POSES PAR LES SOURCES ASTRONOMIQUES	
I	Description des phénomènes	27
	1) - Termes constants : réfraction atmosphérique	
	extinction atmosphérique	28
	2) - Termes fluctuants : turbulence	29
	Scintillation	
	3) - Variation avec la longueur d'onde	31
	4) - Mesures	32

pages

II Comparaison des deux types de modulation 71
III Réalisation de la modulation sinusoïdale 74

COMPLEMENT : MESURE DE L'INTENSITE DE LA SOURCE PAR UNE MODULATION EXTERNE EN PRESENCE DE LA MODULATION INTERNE 83

CHAPITRE V DESCRIPTION GENERALE DU MONTAGE

I Montage pour l'observation de Mars 85
1)- L'optique d'entrée 86
2)- L'interféromètre
3)- Le système électronique 90

II Montage pour l'observation de Jupiter, Vénus, Saturne
1)- L'optique d'entrée 91
2)- L'interféromètre 92
3)- Le système électronique 93
4)- Transmission de l'interférogramme et calcul du spectre. 94

COMPLEMENT : CONSTRUCTION D'UN MONOCHROMATEUR
1)- Calcul de l'étendue et de la résolution
2)- Construction et réglage
3)- Etalonnage

CHAPITRE VI. PRESENTATION DES RESULTATS 100

I Méthode générale 101
II Résultats
1)- Mars 102
2)- Jupiter 102
3)- Vénus 103
4)- Etoiles froides 103

III Conclusion 104

Pages

II Les diverses sources de bruit et leurs effets dans un spectre astronomique obtenu par T.F.

A - Bruit indépendant du signal 33

B - Bruit dépendant de l'intensité du signal 35

1)- considérations générales

2)- la scintillation achromatique

a) fluctuation du terme d'interférence 37

b) fluctuation du fond continu 39

3)- Variation chromatique de transparence 41

4)- Inhomogénéité de l'éclairement de l'onde incidente. 42

5)- Autres causes de distorsions dans un spectre astronomique 44

a) erreur de guidage du télescope

b) effet de la variation de distance zénithale

III. Bruit et échantillonnage 45

CHAPITRE III. MOYENS DE CORRECTION MIS EN OEUVRE

I Guidage photo-électrique 48

II Modulation externe 52

III Intégration en temps variable 60

CHAPITRE IV. CORRECTION COMPLETE DE LA SCINTILLATION PAR MODULATION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE

1)- Solutions statiques 64

2)- Solutions dynamiques 65

I Effet d'une modulation de la différence de marche sur l'interférogramme et sur le spectre 66

1)- Modulation carrée 67

2)- Modulation sinusoïdale 69

Pages

ANNEXE I : EFFETS DE L'INHOMOGENEITE DE L'ECLAIREMENT DE L'ONDE INCIDENTE DANS UN INTERFEROMETRE 105

ANNEXE II : EFFET SUR LE SPECTRE DE LA VARIATION DE DISTANCE ZENITHALE AU COURS DE L'ENREGISTREMENT 110

REFERENCES 118