



Interférométrie en milieu turbulent. Applications aux mesures astronomiques et à l'étude de l'atmosphère

Michel Cagnet

► To cite this version:

Michel Cagnet. Interférométrie en milieu turbulent. Applications aux mesures astronomiques et à l'étude de l'atmosphère. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1974. Français. NNT : . pastel-00730950

HAL Id: pastel-00730950

<https://pastel.hal.science/pastel-00730950>

Submitted on 11 Sep 2012

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

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

T H E S E

présentée

à l'Université de Paris-Sud

Centre d'Orsay

pour obtenir le titre de Docteur es-Sciences

par

Michel CAGNET

Institut d'Optique

Sujet : INTERFEROMETRIE EN MILIEU TURBULENT
APPLICATIONS AUX MESURES ASTRONOMIQUES ET A
L'ETUDE DE L'ATMOSPHERE

Soutenue le 21 septembre 1974 devant la commission d'Examen :

MM. A. MARECHAL - Président

M. FRANCON)

P. CONNES) examinateurs

G. COURTES)

REMERCIEMENTS.

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Optique ainsi qu'à l'Observatoire de Haute Provence et au Laboratoire d'Astronomie Spatiale de Marseille.

Je tiens à remercier Monsieur A. Maréchal qui a soutenu ce travail et a bien voulu présider le jury de thèse ainsi que Messieurs M. Françon, P. Connes et G. Courtès qui ont accepté d'y participer.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs A. Arnulf et M. Françon qui m'ont donné le goût de l'expérimentation et m'ont prodigué des encouragements amicaux.

Que Monsieur Imbert et tous ceux de mes collègues avec qui j'ai eu la chance de discuter de ces problèmes acceptent mes remerciements.

Je remercie également les personnes des différents services de l'Institut d'Optique pour l'aide qu'elles m'ont apportée. Qu'il me soit permis de nommer Messieurs Marioge, Clinard et leurs collaborateurs ainsi que Messieurs Streicher et Fournet pour le travail particulièrement efficace qu'ils ont effectué lors de la conception et de la réalisation mécaniques des interféromètres.

Je n'oublie pas Monsieur P. Bozec qui s'est associé pendant un certain temps à nos projets ainsi que Messieurs G. Roger et N. Hartmann pour leur concours lors des missions à l'Observatoire de Haute Provence et au Laboratoire d'Astronomie Spatiale dont les installations furent mises à notre disposition avec bienveillance par Monsieur G. Courtès.

Que Madame Marchetti et Monsieur G. Courmont soient ici remerciés pour leur participation à la réalisation matérielle de ce mémoire.

Ch. I - INTRODUCTION

Ch. II - FORMATION D'IMAGES EN PRESENCE D'ATMOSPHERE TURBULENTE

- II - 1 - IMAGE D'UN OBJET ETENDU EN MILIEU TURBULENT
- II - 2 - LIMITATIONS INTRODUITES PAR L'ATMOSPHERE
 - II - 2 - 1 Rappels sur l'atmosphère
 - II - 2 - 2 Turbulence
 - II - 2 - 3 Scintillation
 - II - 2 - 4 Réfractions accidentelles
 - II - 2 - 5 Structure de la répartition d'amplitudes complexes sur le plan de la pupille
- II - 3 - FONCTION DE TRANSFERT D'UN INSTRUMENT FONCTIONNANT EN ATMOSPHERE TURBULENTE
- II - 4 - DEGRE DE COHERENCE COMPLEXE EN ATMOSPHERE TURBULENTE

Ch. III - MESURE INTERFERENTIELLE DU DIAMETRE APPARENT

- III - 1 - EXPERIENCE DE MICHELSON EN ATMOSPHERE TURBULENTE
- III - 2 - ETUDE DE $T_A(M, M_2, 0)$
- III - 3 - MESURE DU DEGRE DE COHERENCE
 - III - 3 - 1 Atmosphère homogène
 - III - 3 - 2 Atmosphère turbulente
 - III - 3 - 3 Interféromètre à dédoublement par translation
- III - 4 - NOUVELLE INTERPRETATION DE LA METHODE :
 - Analyse harmonique de la source
- III - 5 - ETUDE DU FLUX SORTANT DE L'INTERFEROMETRE STELLAIRE
 - III - 5 - 1 Lumière quasi-monochromatique
 - III - 5 - 2 Lumière complexe
- III - 6 - INFLUENCE DES DEFAUTS DE SURFACE
 - III - 6 - 1 Micro défauts de surface
 - III - 6 - 2 Défauts géométriques de la forme générale de la surface d'onde
 - III - 6 - 3 Défauts de réglage de l'interféromètre.
- III - 7 - DETECTION DU SIGNAL
 - III - 7 - 1 Détection par différence et filtrage
 - III - 7 - 2 Influence d'un déphasage différent de π introduit par la lame mélangeuse.
 - III - 7 - 3 Influence d'une différence des gains des détecteurs
- III - 8 - REALISATION DE LA MODULATION INTERNE
 - III - 8 - 1 Utilisation d'une lame oscillante
 - III - 8 - 2 Utilisation d'un miroir vibrant

Ch. IV - ETUDE D'UN INTERFEROMETRE STELLAIRE

IV - I - REALISATION D'UN DEDOUBLEUR

IV - I - I Principe

IV - I - 2 Réalisation expérimentale

IV - I - 3 Réalisation d'un prototype

IV - I - 4 Dispositif de réglage

IV - I - 5 Réglage de l'interféromètre

Ch. V - ETUDE DE L'INTERFEROMETRE EN SIMULATION

V - I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

V - 2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

V - 2 - I Comportement de la séparatrice

V - 2 - 2 Tracé des interférogrammes

V - 2 - 3 Fonction d'appareil

V - 2 - 4 Vérification du déphasage introduit par la séparatrice

V - 2 - 5 Simulation de fluctuations en amplitudes de l'onde incidente

V - 3 - UNE REMARQUE AMUSANTE

Ch. VI - EXPERIENCES SUR UNE SOURCE STELLAIRE REELLE.

VI - I - PRINCIPE GENERAL

VI - 2 - REALISATION DU SYSTEME D'ADAPTATION

VI - 3 - ETUDE DE L'EXPERIENCE EN SIMULATION

VI - 4 - PRECISION SUR LA MISE AU POINT DE LA SOURCE

VI - 5 - EXPERIENCE SUR UNE ETOILE REELLE

VI - 6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ch. VII- ETUDE DE LA FONCTION DE TRANSFERT DE L'ATMOSPHERE

VII - I - FONCTION DE COHERENCE $\Gamma_A(M_1 M_2 0)_T$

VII - I - I Méthode de mesure

VII - I - 2 Etude de la fluctuation de phase

VII - I - 3 Réalisations expérimentales

VII - 2 - FONCTION DE TRANSFERT DE L'ENSEMBLE INSTRUMENT-ATMOSPHERE

VII - 2 - I Atmosphère homogène

VII - 2 - 2 Atmosphère turbulente

VII - 2 - 3 Résultats expérimentaux

Ch. VIII- Conclusion et perspectives d'avenir

INTRODUCTION.

Un télescope aplanétique de diamètre pupillaire D est placé en dehors de l'atmosphère terrestre. Deux sources lumineuses ponctuelles, infiniment éloignées dont la distance angulaire est θ sont vues séparées, en ne tenant compte que des lois de la diffraction lorsque θ est supérieur ou égal à la valeur conventionnelle $\theta_0 = 1,22\lambda/D$ où λ représente la longueur d'onde émise par les sources. Pour une raie verte, la limite de séparation calculée est de 0,12 seconde d'arc pour un télescope de un mètre de diamètre. Une direction peut être repérée à l'aide d'un instrument d'optique avec une précision optimale qui est évaluée à $\lambda/5D$ *. Pour une raie verte, cette précision est de 0,02 d'arc pour une pupille de 1 mètre de diamètre. L'ordre de grandeur des diamètres apparents des étoiles connues est de quelques centièmes de seconde.

Des progrès considérables seraient obtenus en astronomie s'il était possible d'effectuer des pointés de direction de l'ordre de 0,001 sec. d'arc (I). Effectuer ces mesures à l'aide d'un télescope (situé en dehors de l'atmosphère terrestre) nécessiterait la réalisation d'instruments de diamètre trop élevé pour être construit. La solution à de tels problèmes doit être recherchée dans la réalisation d'ouvertures synthétiques : instruments à la géométrie particulière qui pour un problème spécifique fournissent des résultats équivalents à ceux obtenus à l'aide d'un instrument de grand diamètre.

On remarque, d'autre part, qu'à la surface de la terre, les performances obtenues dans les sites les meilleurs et de bonnes conditions météorologiques sont de l'ordre de 1 seconde d'arc pour les observations courantes et de 0,15 seconde d'arc dans des conditions exceptionnelles, et cela quelque soit le diamètre du télescope. Ces valeurs correspondent aux limites

* Limite habituellement admise pour les pointés transversaux exécutés à l'aide d'un instrument visuel.

de séparation théorique d'un télescope de 12cm de diamètre pupillaire ou de 80cm pour les mesures effectuées dans des conditions exceptionnelles.

Ces résultats montrent que l'image élémentaire d'un point source objet obtenue au foyer d'un télescope après traversée de l'atmosphère est beaucoup plus étendue que l'image théorique due à la diffraction de la lumière au foyer d'un même instrument travaillant en atmosphère non turbulente. C'est la traversée de l'atmosphère qui dégrade la qualité des images obtenues au foyer d'un instrument d'optique.

Résoudre des problèmes tels que ceux que constituent la mesure du diamètre apparent d'étoile, la découverte d'étoile double ou la mesure précise de la distance angulaire de deux étoiles nécessite de proposer des solutions aux deux problèmes précédemment décrits.

- a) Réaliser une ouverture synthétique
- b) Eliminer les effets nuisibles de l'atmosphère

Fizeau propose dès 1868 (2) la mesure interférométrique du diamètre apparent des objets célestes. Michelson met la méthode en oeuvre pour la première fois (1899-1920) (3) et réalise une ouverture synthétique qui permet la mesure visuelle du diamètre apparent de quelques étoiles. Cette mesure est basée sur l'estimation du degré de cohérence partielle qui existe en deux points éclairés à la surface de la terre par la source large que constitue une étoile. Supposant l'atmosphère non turbulente et l'étoile un disque de luminance uniforme, l'image de l'étoile obtenue au foyer d'un télescope diaphragmé par deux pupilles identiques D_1 et D_2 de centre T_1 et T_2 est la tache de diffraction commune aux pupilles D_1 et D_2 modulée par un phénomène d'interférences à deux ondes du type Young. La visibilité des franges s'annule pour une valeur du diamètre de la source qui dépend de la distance $T_1 T_2$. La connaissance par exemple de la distance $(T_1 T_2)$ qui annule cette visibilité permet d'atteindre la valeur du diamètre apparent de la source. L'atmosphère réelle est turbulente, l'observation visuelle des franges est délicate et l'estimation de la valeur du facteur de visibilité des franges devient un problème difficile à résoudre. C'est pourquoi, informé de ce problème par E.J. Blum et Arzac, nous avons étudié les possibilités de construire un interféromètre photoélectrique destiné à la mesure du diamètre apparent des étoiles et autres mesures connexes. La technique utilisée est la mesure de la valeur du degré de cohérence partielle qui existe entre les vibrations qui arrivent en deux points d'un plan éclairé par une source large, ce qui est l'idée fondamentale émise par Fizeau.

Nous avons montré qu'il est possible de réaliser les mesures précédentes à l'aide d'un interféromètre à séparation spatiale, réglé, par exemple, en teinte plate, et attiré l'attention sur la nécessité, pour obtenir un flux important, que l'interféromètre constitue un dédoubleur par translation. Par un procédé de balayage rapide de la phase de l'onde transmise par l'interféromètre, nous avons pu réduire les difficultés introduites par la turbulence atmosphérique.

Un interféromètre a été construit et a fonctionné en simulation et en utilisant pour source des étoiles réelles dont la magnitude reste inférieure à 3. Nous n'avons entrepris aucune mesure de diamètre apparent d'étoile, ce qui nécessiterait la construction d'un instrument de dimension beaucoup plus importante que celui dont nous disposons.

Conduit à nous informer sur l'influence qu'exerce l'atmosphère turbulente sur la formation des images, nous avons étendu notre travail à l'étude de techniques propres à déterminer les propriétés de la propagation à travers l'atmosphère.

Une première partie est consacrée au rappel du principe de mesure interférentielle du diamètre apparent et des limitations introduites par l'atmosphère dans la formation des images d'objets étendus.

Une deuxième partie traite de la mesure interférométrique du diamètre apparent : description d'une méthode, des instruments réalisés, des essais en simulation des appareils et des résultats obtenus sur une source stellaire réelle.

Une troisième partie, consacrée à l'étude de l'atmosphère, indique comment déterminer la fonction de cohérence complexe ou mesurer la fonction de transfert moyenne de l'ensemble atmosphère-instrument d'optique.

Une dernière partie permet d'exposer les conclusions et les perspectives d'avenir de ces méthodes.

CHAPITRE II.

FORMATION D'IMAGES EN PRESENCE D'ATMOSPHERE TURBULENTE :

II - I - IMAGE D'UN OBJET ETENDU EN MILIEU TURBULENT.

L'image de l'étoile au foyer d'un télescope est l'image d'un objet étendu incohérent. Le plan focal image est rapporté aux axes FY FZ ; F est le foyer du système optique. La répartition des éclairéments dans l'image est une fonction $E(YZ)$

Il est classique d'écrire que $E(YZ) = O(YZ) \otimes D(YZ)$; $O(YZ)$ représente la répartition des luminances dans l'image géométrique de l'objet. $D(YZ)$ est la répartition d'éclairéments dans l'image d'un point isolé. Le diamètre apparent de l'étoile est suffisamment petit pour que la réponse percussionnelle de l'instrument soit invariante pour les différents points de l'objet que constitue l'étoile, et cela même en atmosphère fluctuante. La réponse percussionnelle de l'ensemble atmosphère-instrument joue un rôle important dans la qualité de l'image instrumentale. Lorsque l'atmosphère est homogène (amplitude et phase constante sur la pupille) $D(YZ)$ ne dépend que de la forme et des dimensions de la pupille et des aberrations du système optique. En atmosphère réelle, il est nécessaire de tenir compte des modifications dues à la traversée de l'atmosphère qui se traduisent par l'existence d'une répartition aléatoire de l'amplitude lumineuse complexe sur la pupille.

II - 2 - LIMITATIONS INTRODUITES PAR L'ATMOSPHERE.

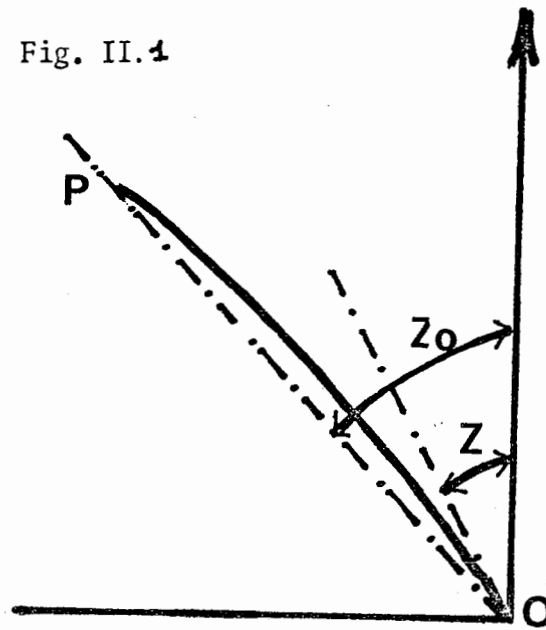
II-2- RAPPELS SUR L'ATMOSPHERE.

Pour atteindre un observateur situé sur la terre, l'énergie lumineuse provenant des objets célestes doit traverser l'atmosphère qui est un milieu dont l'indice de réfraction diffère légèrement de celui du vide. A cet indice de réfraction sont nécessairement liés des phénomènes de réfraction que nous pouvons classer en deux grands groupes : des phénomènes systématiques dont les lois et les effets peuvent être prévus (conséquence de la décroissance de l'indice de réfraction avec l'altitude), et, des phénomènes aléa-

toires dûs aux inhomogénéités de la composition de l'atmosphère, liés aux conditions météorologiques, à la nature des sites d'observation et à leur environnement.

Le modèle le plus utilisé pour étudier la propagation des rayons lumineux dans l'atmosphère est un modèle à symétrie sphérique où l'indice de réfraction est fonction de la distance au centre de la terre.

Fig. II.1



L'indice est décroissant à partir du sol. Les rayons lumineux ne sont plus des droites et la distance zénithale de l'étoile Z_0 observée P n'est pas la distance apparente Z . C'est le phénomène de la réfraction atmosphérique :

$$R = Z_0 - Z \text{ (fig. II.1)}$$

La réfraction atmosphérique est calculée grâce à la relation $R = (n_g - 1) \int_0^Z dz$ où n_g désigne l'indice de réfraction du gaz constituant l'atmosphère au point d'observation.

En un point de l'atmosphère, l'indice de réfraction est fonction de la masse volumique du gaz atmosphérique, c'est-à-dire de la température, de la pression, pour une composition donnée de l'air. La variation de la valeur de l'indice est représentée par une fonction $n = \bar{n} + \partial n(x, y, z, t)$. La valeur moyenne $\bar{n}$ varie très lentement dans le temps en tenant compte des conditions atmosphériques tandis que les variations temporelles de ∂n sont très rapides.

Ce sont ces petites fluctuations ∂n de l'indice qui sont responsables de l'aspect aléatoire des résultats des observations faites à travers l'atmosphère. A chaque observation, on constate une fluctuation de la direction des rayons lumineux transmis et de l'énergie lumineuse transportée. Chaque phénomène est la somme d'un terme à variation monotone et lente et d'un terme fluctuant.

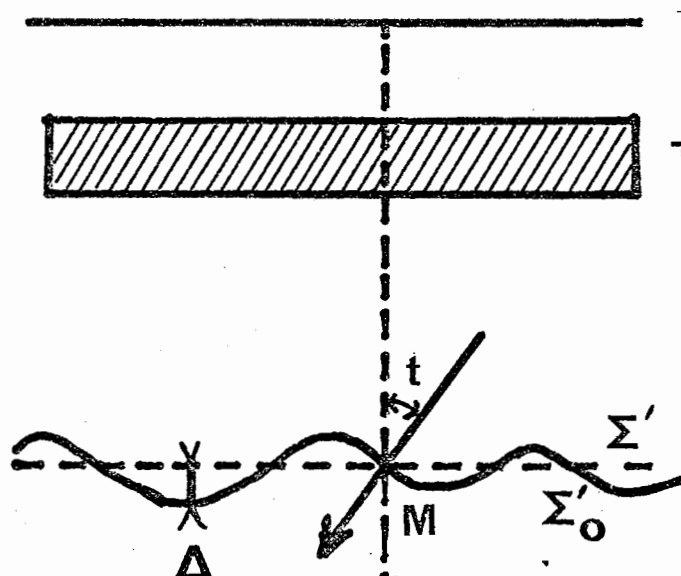
	termes à variation très lente	termes fluctuants
Déviatiun des rayons	réfraction atmosphérique .	turbulence réfraction accidentelle
Energie transportée	extinction atmosphérique .	scintillation

Une description de ces phénomènes a été faite par A. Danjon (5). De très nombreuses publications ont été analysées dans une note technique du N.B.S. (6) On peut aussi consulter "Télescopes" (7)

II - 2 - 2-TURBULENCE.

L'atmosphère présente des défauts d'homogénéité de l'indice de réfraction dûs aux remous du vent, aux inégalités de température et de composition.

Le temps τ mis par les vibrations lumineuses pour traverser l'atmosphère est très faible vis-à-vis de la durée des périodes temporelles les plus longues des fluctuations de l'indice. Pendant ce temps τ la composition, les propriétés de l'atmosphère en chaque point peuvent être considérées comme fixes. Les propriétés des surfaces d'onde et des rayons établis pour la propagation à travers un milieu non turbulent sont conservées. A un instant



donné, on reçoit d'un point infiniment éloigné une surface d'onde qui n'est plus plane (fig.II 2) mais présente des déformations que l'on peut estimer par rapport à une onde plane de référence Σ_0 grâce à l'écart normal Δ qui, défini en un point de l'onde, fluctue en fonction du temps. De même, à l'instant t , en un point existe un rayon lumineux dont la direc-

Fig. II 2

tion est normale à l'onde. La direction des rayons incidents fluctue autour d'une direction moyenne. L'amplitude de la fluctuation de direction du rayon est caractérisée par l'angle de turbulence t (Fig. II.2) dont la valeur varie de 0''03 pour une nuit très calme jusqu'à 1'' et plus. A. Danjon estime que la valeur de 0,5'' d'arc correspond à une nuit d'observation de qualité moyenne. En un point M de la pupille, la valeur de l'angle de turbulence t évolue rapidement dans les limites précédentes. (Les défauts d'homogénéité varient constamment entraînés par le vent et le mouvement diurne fait que ce sont toujours de nouvelles couches de l'atmosphère qui sont traversées par la lumière.)

A. Danjon a montré interférométriquement que dans les conditions de ses expériences, la différence maximale des valeurs du terme Δ mesuré en deux points de la pupille distants de d augmente linéairement avec d . Cette variation linéaire existe tant que la distance d ne dépasse pas 10cm environ. La variation maximale de Δ est de l'ordre de grandeur d'une longueur d'onde. Au-delà de $d = 20\text{cm}$ les fluctuations du terme Δ ne sont plus corrélées (fig. II 3).

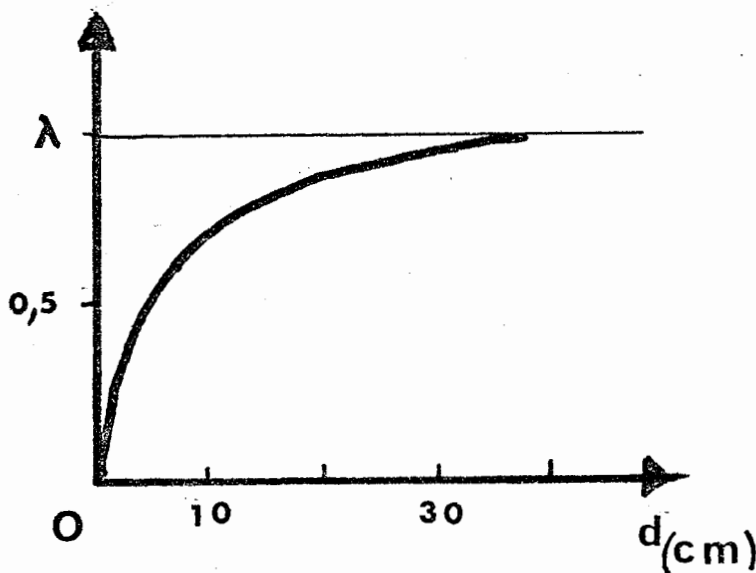


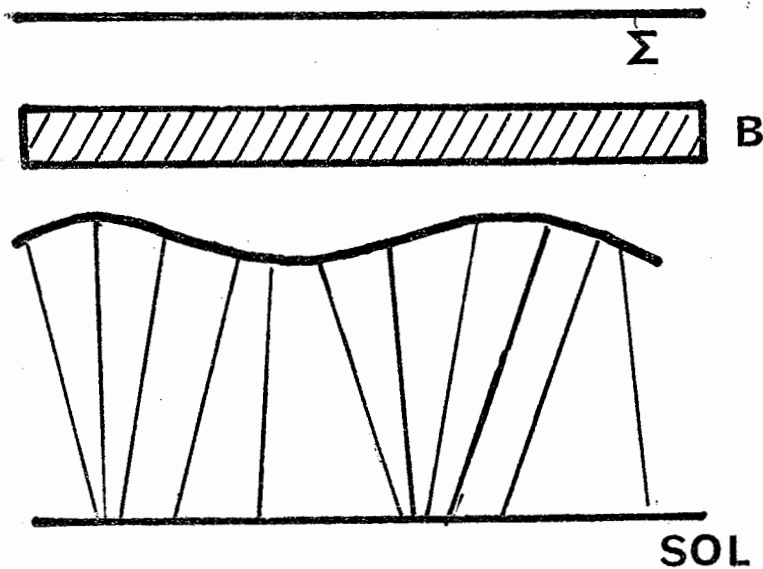
Fig. II 3

Celle-ci représente la variation de l'amplitude maximale du terme fluctuant Δ exprimé en longueur d'onde en fonction de d . Cette courbe a été obtenue le 13 février 1926 par A. Danjon sur Sirius et Rigel à Strasbourg. La surface d'onde Σ' fluctue légèrement autour de sa position moyenne Σ_0 ; la direction de la normale au plan tangent (rayon lumineux) est animée de fluctuations rapides autour de la direction moyenne.

En un point de la pupille, la surface d'onde se comporte comme un élément de plan de quelques centimètres de diamètre dont la normale fluctue sans cesse à l'intérieur d'un cône dont l'angle au sommet est l'angle t de turbulence. La valeur de la turbulence augmente avec la distance zénithale Z : ses variations en fonction de Z sont connues (5). Il est possible de caractériser la qualité d'une nuit par la valeur de la turbulence zénithale.

II - 2 - 3 -SCINTILLATION.

L'aspect de la turbulence que nous venons de décrire est créé par des couches de la haute atmosphère. A ces phénomènes de déformation de l'onde sont liés les phénomènes de scintillation qui apparaissent même lorsque la turbulence est faible ($t = 0,02''$). Certaines parties de l'onde sont convergentes, d'autres divergentes (fig. II.4) . Au sol, la densité de rayons par



B : Zone turbulente

Σ : Onde incidente plane

Fig. II.4

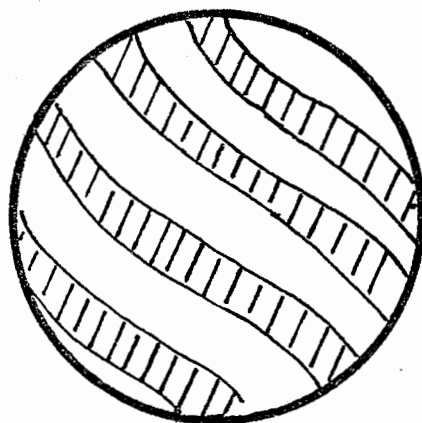


Fig. II.5

unité d'aire varie, l'éclairement n'est pas constant. C'est le phénomène classique dit des "ombres volantes". L'éclairement porté au sol par une étoile n'est pas uniforme, mais se présente, pour une bonne nuit, sous la forme de bandes alternativement claires et sombres (fig. II.5) Cette répartition d'éclairement est observée sur la pupille d'un télescope, en recevant sur la pupille d'oeil l'image de l'étoile.

La largeur des bandes ne dépasse pas 3 à 4cm et leur vitesse de déplacement est de l'ordre du m/sec, vraisemblablement fonction de la vitesse du vent.

Lorsque la qualité de la nuit diminue, les systèmes d'ombres volantes s'enchevêtrent sur la pupille et le phénomène devient plus complexe. Ce phénomène "d'ombres volantes" explique simplement le phénomène de scintillation que présentent les étoiles obser-

vées à l'oeil nu. La quantité de lumière reçue dans un télescope est une fonction fluctuante du temps dont les caractéristiques dépendent en un lieu donné, du diamètre du télescope. Lorsque la surface de la pupille est très petite, le flux émergent suit les variations d'éclairement dues aux ombres volantes.

Le flux lumineux issu d'un télescope est une variable aléatoire du temps caractérisée par sa densité spectrale d'énergie. Cette répartition est une fonction du diamètre du télescope et la quantité relative de lumière modulée diminue lorsque le diamètre du télescope augmente (9). La figure (II.6) donne une idée du spectre de scintillation de ses variations avec la qualité de la nuit.

La scintillation augmente avec la distance zénithale de l'étoile et en un site déterminé dépend des conditions météorologiques

II - 2 - 4-REFRACTIONS ACCIDENTELLES.

L'aspect des images stellaires n'est pas complètement expliqué par les phénomènes de turbulence et de scintillation. Au cours d'une nuit où $t=0,5''$, l'image obtenue au foyer d'un télescope de 60mm de diamètre est une tache de diffraction (tache d'Airy) dont le rayon angulaire est $\frac{1,22\lambda}{D}=2''$. La turbulence est responsable d'un déplacement rapide autour de la position moyenne de $0,5''$. L'analyse séquentielle du mouvement de l'étoile conduit aux mêmes valeurs que celles de l'analyse du flux en présence de scintillation (présence des mêmes fréquences temporelles). On constate aussi que les mouvements, dus à la turbulence, des diverses étoiles du champ ne sont pas corrélés.

A ces mouvements rapides se superposent des mouvements beaucoup plus lents et d'amplitude plus grande qui affectent de la même façon les différentes étoiles d'un champ stellaire. Les réfractions accidentelles sont responsables de ce phénomène dont l'origine, pense-t-on, réside dans le déplacement de masses d'air hétérogène au voisinage immédiat du sol

II - 2 - 5-STRUCTURE DE LA REPARTITION D'AMPLITUDE SUR UN PLAN

Une source ponctuelle éclaire à travers l'atmosphère un plan, le plan de la pupille d'entrée d'un instrument, par exemple, rapportée à deux axes rectangulaires ox, oy . A l'instant t en chaque point $M(xyt)$ de ce plan, il arrive une vibration dont l'amplitude complexe est $A(xyt) = a(xyt)e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}\Delta(xyt)}$ où $\Delta(xyt)$ est l'écart normal rapporté au plan de référence qui caractérise la déformation de l'onde turbulente. Δ est une quantité lentement variable avec le temps rapporté à l'échelle des temps de la variable lumineuse.

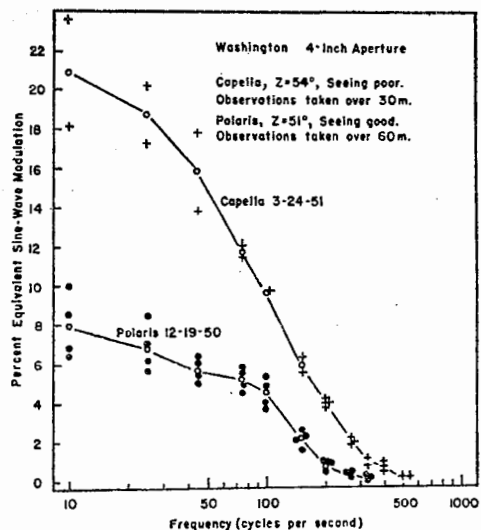


FIG. 3. Scintillation spectra observed at Washington under widely different conditions of visual seeing. Both nights were calm. Open circles indicate means of the observational points.

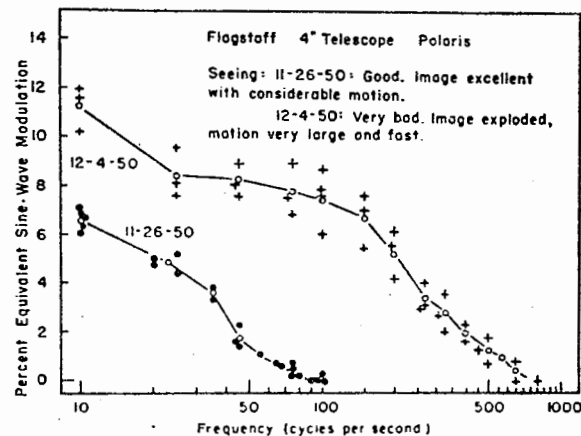


FIG. 4. Scintillation spectra with good and bad visual seeing at the Lowell Observatory, Flagstaff, Arizona. Surface winds were from north to northeast on both dates, barely perceptible on 11-26-50, but breezy on 12-4-50.

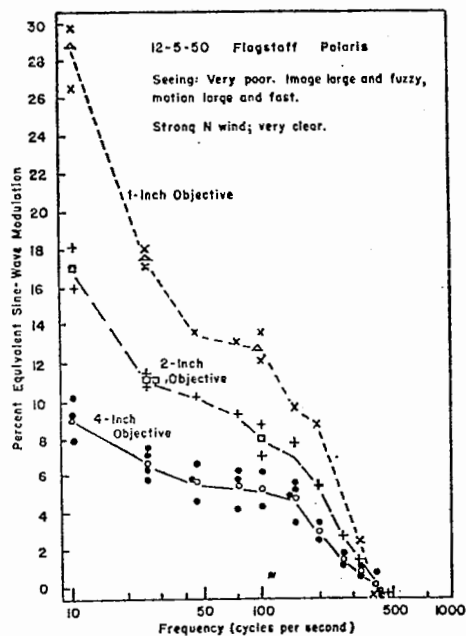


FIG. 7. Variation of scintillation spectra with aperture of telescope. Open points represent means of the observed data.

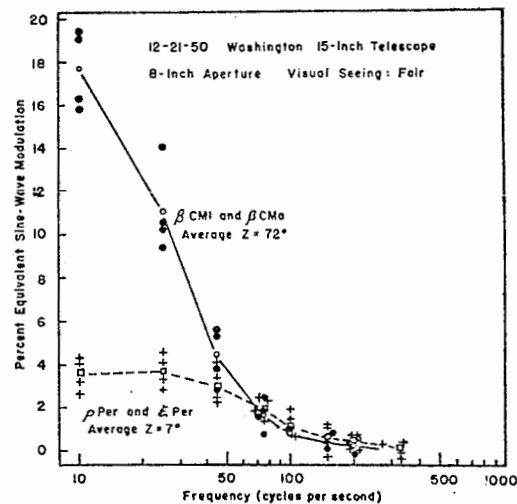


FIG. 5. Scintillation spectra, showing the increase of scintillation with zenith distance.

Il est possible d'effectuer l'analyse harmonique, au temps t , de cette répartition. On obtient un ensemble à deux dimensions de répartition sinusoïdale d'amplitude de fréquences spatiales μ et ν . Lorsqu'une telle onde est reçue sur un instrument, un télescope par exemple, on obtient au foyer correspondant à chaque répartition sinusoïdale une tache de diffraction centrée sur chaque spectre dont la dimension est inversement proportionnelle au diamètre de la pupille du télescope. La répartition d'amplitudes sur la pupille comprend de nombreuses répartitions sinusoïdales, d'orientations différentes. L'image instantanée est constituée par la superposition de points. Ceci est confirmé par l'aspect granulaire (speckle) que prend l'image d'une étoile photographiée au foyer d'un télescope de grande dimension en utilisant un temps de pose très court ($t = \frac{1}{500}$ sec).

Au cours du temps, les répartitions sinusoïdales d'amplitudes sur la pupille évoluent ; la répartition d'éclairements dans le plan image présente un aspect fluctuant. En augmentant le temps de pose, on obtient l'aspect "planétaire" des images stellaires.

Au contraire, en diaphragmant fortement l'objectif (diamètre inférieur à la plus petite période spatiale présente dans le plan de la pupille) la surface d'onde incidente est assimilable à un élément de plan. L'image au foyer de l'instrument se réduit à la tache d'Airy due à l'ouverture de l'objectif et reste centrée sur la normale à l'onde dont la direction fluctue sous l'influence de la turbulence et des réfractions accidentelles.

Tous les états intermédiaires entre ces deux situations sont possibles. A. Danjon [5] traduit ces phénomènes par l'étude de l'aspect de la tache de diffraction obtenue au foyer d'un instrument et en déduit une méthode d'étude de la qualité des sites.

II - 3 - FONCTION DE TRANSFERT D'UN INSTRUMENT FONCTIONNANT EN ATMOSPHERE TURBULENTE.

Un instrument d'optique forme l'image d'un point éloigné de l'axe. Après traversée de l'atmosphère, l'onde incidente présente un écart normal Δ_A par rapport à une onde plane de référence passant par le plan de la pupille d'entrée de l'instrument. Après traversée de l'instrument, l'onde émergente est caractérisée par rapport à une surface d'onde de référence (sphère ou plan) à l'aide de l'écart normal Δ' . Δ' est la somme de l'écart normal Δ_A dû aux inhomogénéités de l'atmosphère et Δ_D dû aux aberrations résiduelles de l'instrument. On choisit une surface d'onde de référence dont le pôle passe par le centre C de la pupille de sortie rapportée aux deux axes CY' ; CZ' (fig.II,7)

En un point $M(Y'Z')$ de la pupille, l'amplitude complexe A' de la vibration transmise est, au temps t

$$A'(Y'Z't) = a(Y'Z't)e^{-jK\Delta_A(Y'Z't)}e^{-jK\Delta_D(Y'Z't)}$$

en supposant que le grandissement pupillaire est 1.

$a(Y'Z't)e^{-jK\Delta_A(Y'Z't)}$ représente la distribution d'amplitude complexe sur la pupille d'entrée de l'instrument. lorsque $Y'^2 + Z'^2 \leq R^2$; R désigne le rayon de la pupille de sortie et $a(Y'Z't)e^{-jK\Delta_A(Y'Z't)} = 0$ lorsque $Y'^2 + Z'^2 > R^2$

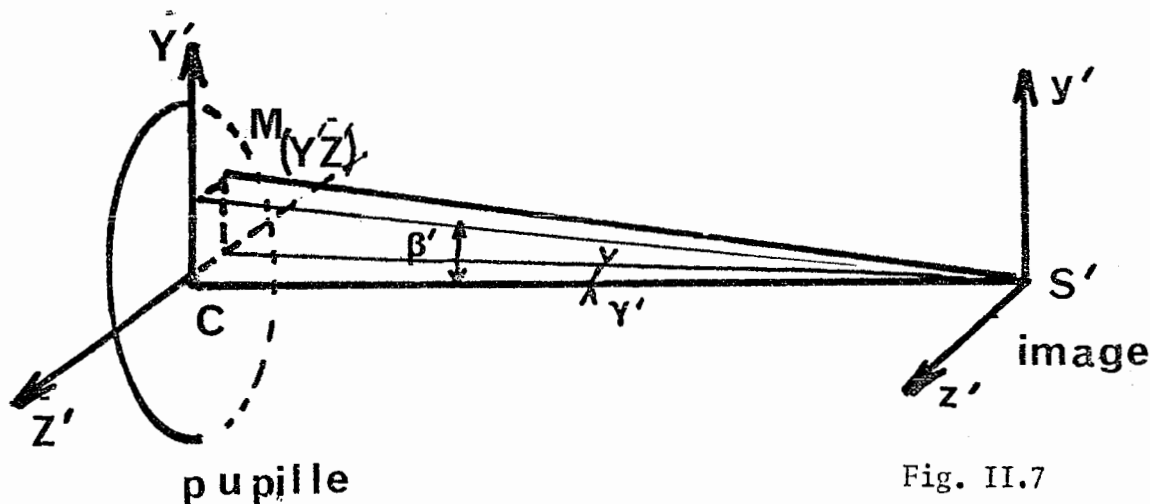


Fig. II.7

Le plan de l'image est rapporté au système d'axe $S'y'z'$. Il est possible, connaissant la répartition des amplitudes lumineuses dans le plan de la pupille, de calculer la répartition des intensités $D(y'z')$ dans l'image d'un point à l'instant t qui est une fonction aléatoire du temps pour un point objet donné. Connaissant la répartition $O(y'z')$ des éclaircissements dans

l'image géométrique d'un objet étendu (en supposant l'atmosphère homogène); on sait que la répartition des éclairissements dans l'image réelle de l'objet est donnée par la relation $E(y'z') = O(y'z') \otimes D(y'z')$. Mais l'application de cette formule nécessite que la réponse percussionnelle soit invariante dans le champ image de l'instrument sur une étendue au moins égale à celle de la tache image élémentaire (champ isoplanétique). La fonction de transfert d'un instrument est définie en prenant la transformée de Fourier des deux membres de l'expression précédente;

$T.F. (E) = T.F. (O) \times T.F. (D)$, ce qui s'écrit encore
Spectre de l'image = spectre de l'objet x fonction de transfert.
La fonction de transfert apparaît comme la transformée de Fourier de la réponse impulsionnel $D(y'z')$

Lorsqu'un instrument d'optique travaille en atmosphère turbulente à l'instant t donné, la structure de l'image élémentaire varie d'un point à l'autre du champ. La fonction de transfert instantanée risque de ne pas être définie comme nous allons le montrer. Prenons un exemple concret. On vise avec une lunette de 3cm de diamètre d'ouverture un paysage situé à un kilomètre. Dans les conditions où la diffraction limite seule la résolution, la dimension de la tache image rapportée sur le plan du paysage est de 4cm. Considérons deux points de l'objet séparés par cette distance ; les faisceaux qui en sont issus sont, en général, affectés différemment par la turbulence locale et produisent des taches de diffusion instantanées différentes : le champ isoplanétique est moins étendu que l'image. D'une façon générale, considérons deux points du champ distants d'une longueur correspondant à la dimension de l'image élémentaire ainsi que deux faisceaux issus de ces points et entrant dans l'instrument. Dès que la distance des deux faisceaux n'est pas partout inférieure à l'échelle interne de la turbulence (dimension moyenne des inhomogénéités (10)) la condition d'invariance n'est pas remplie et la notion de fonction de transfert instantanée perd son sens. Ne considérons plus les images instantanées mais moyennes, telles que celles que l'on obtiendrait en prenant des photographies à long temps de pose, c'est l'invariance de l'image élémentaire moyenne qui détermine l'étendue du champ isoplanétique. Il suffit, dans ce cas, que la distance entre les deux faisceaux défini ci-dessus reste partout inférieure à l'échelle externe de la turbulence (Dimension moyenne des domaines où la turbulence peut être considérée comme homogène (10)) Nous définirons la fonction de transfert non normalisée du système (en y incluant les effets intégrés de la turbulence) comme la transformée de Fourier de la distribution moyenne de l'intensité lumineuse dans l'image

d'un point source .

Prenons pour variables les paramètres angulaires β' et γ' proportionnels à Y' et Z' et introduisons les fréquences spatiales $\mu' = \frac{\beta'}{\lambda}$ et $\nu' = \frac{\gamma'}{\lambda}$. La transformée de Fourier $\Omega(\mu'\nu')$ de la réponse percussionnelle est la fonction d'autocorrelation de la répartition d'amplitude complexe $A(\beta'\gamma') = ae^{-jK(\Delta_A + \Delta_D)}$ créé sur la pupille, par un point objet, après traversée de l'atmosphère.

$$\Omega(\mu'\nu') = \iint e^{-jK\Delta_D(\beta'\gamma')} e^{jK\Delta_D(\beta'+\lambda\mu'; \gamma'+\lambda\nu')} \times a(\beta'\gamma') e^{-jK\Delta_A(\beta'\gamma')} a^*(\beta'+\lambda\mu'; \gamma'+\lambda\nu') e^{j\Delta_A(\beta'+\lambda\mu'; \gamma'+\lambda\nu')} d\beta' d\gamma'$$

La fonction de transfert moyenne non normalisée s'écrit :

$$\langle \Omega(\mu'\nu') \rangle = \iint e^{-jK\Delta_D(\beta'\gamma')} e^{jK\Delta_D(\beta'+\lambda\mu'; \gamma'+\lambda\nu')} \langle V(\beta'\gamma') V^*(\beta'+\lambda\mu'; \gamma'+\lambda\nu') \rangle d\beta' d\gamma'$$

$V(\beta'\gamma')$ représente la vibration lumineuse $V_1(t)$ incidente au point M_1 de la pupille et $V(\beta'+\lambda\mu'; \gamma'+\lambda\nu')$ la vibration $V_2(t)$ au point M_2 de la pupille déduit de M_1 par une translation. Les vibrations $V_1(t)$ et $V_2(t)$ proviennent d'un même point objet. Le terme $\langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle$ est la fonction de cohérence mutuelle définie entre les vibrations incidentes aux points M_1 et M_2 calculée sur un temps d'intégration très long T . T est non seulement grand par rapport à la période moyenne de la vibration lumineuse mais aussi par rapport aux périodes temporelles les plus longues contenues dans le phénomène de turbulence. Supposons qu'en atmosphère libre $\langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle$ est localement stationnaire en fonction d'une translation du vecteur $\overrightarrow{M_1 M_2}$. $\langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle$ indépendant de β' et γ' est en facteur dans l'expression de $\langle \Omega(\mu'\nu') \rangle$. En normalisant à la valeur $\langle \Omega(0,0) \rangle$ on obtient la fonction de transfert normalisée moyenne de l'ensemble instrument-atmosphère.

$$\langle \Omega(0,0) \rangle = \langle V_1(t) V_1^*(t) \rangle \iint d\beta' d\gamma'$$

$\langle V_1(t) V_1^*(t) \rangle$ est la valeur moyenne de l'intensité au point M_1

$$\langle \Omega(\mu'\nu') \rangle = \frac{\langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle}{\langle I_M \rangle} \frac{\iint () d\beta' d\gamma'}{\iint d\beta' d\gamma'}$$

En prenant pour unité l'intensité moyenne reçue d'un point objet $\langle I_M \rangle = I$ l'expression $\langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle$ est la fonction de cohérence moyenne $\langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle$

des vibrations qui arrivent aux points M_1 et M_2 de la pupille déduits l'un de l'autre par une translation définie sur la pupille par le vecteur vu sous les angles $\beta' = \lambda \mu$ et $\gamma' = \lambda \nu'$. Comme l'ont déjà énoncé Hufnagel et Stanley (11) la F.T.M. normalisée moyenne de l'ensemble instrument-atmosphère est égale au produit de la F.T.M. normalisée du système optique seul par la fonction de cohérence moyenne $\langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle$ de l'atmosphère - valeur moyenne obtenue en intégrant sur un temps très long.

Remarques importantes.

1°) Il est possible de définir une fonction de cohérence complexe instantanée $\Gamma(M_1, M_2, t)$ entre les vibrations incidentes aux points M_1 et M_2 à l'instant t . Dans ce cas, la valeur moyenne est calculée sur un espace de temps petit par rapport aux périodes temporelles les plus courtes contenues dans le spectre du phénomène aléatoire dû à la turbulence (10^{-3} cycles) mais cependant infiniment longue par rapport à la période de vibration de la variables lumineuse.

2°) L'étude de la dégradation de l'image par l'atmosphère est possible grâce à une expérience d'interférométrie.

II - IV - Degré de cohérence complexe en deux points d'un plan d'observation exposé au rayonnement d'une source étendue située en atmosphère turbulente.

Dans ce paragraphe, nous considérons un objet incohérent infiniment éloigné, éclairé en lumière quasi-monochromatique. Cette source a une étendue suffisamment faible pour qu'elle soit entièrement comprise dans le champ isoplanétique instantané de l'atmosphère turbulente qui sépare la source de la pupille d'entrée de l'instrument. C'est dans ces conditions qu'est valable le calcul effectué.

La position d'un point objet M dans le plan de l'infini est déterminée par les angles β et γ indiqués sur la figure II.8. Le plan de la pupille d'entrée de l'instrument est rapporté à deux axes $P_0 Y P_0 Z$. En M est placée une source élémentaire d'intensité unitaire. Elle éclaire un plan Φ passant par P_0 et perpendiculaire à la direction MP_0 . Dans ce plan sont tracés les axes $P_0 y P_0 z$. La distribution d'amplitudes complexes due aux vibrations lumineuses émises par la source M et observée dans le plan Φ est une fonction $A(yzt)$ qui constitue un facteur de transmission en amplitudes complexes entre le point M du plan objet et un point Q de coordonnées xy du plan Φ . Dans les conditions de l'hypothèse précédente (source entièrement comprise dans le champ isoplanétique instantané) la ré-

partition d'amplitudes complexes $A(yzt)$ est invariante avec la position du point M dans le plan objet.

PLAN OBJET

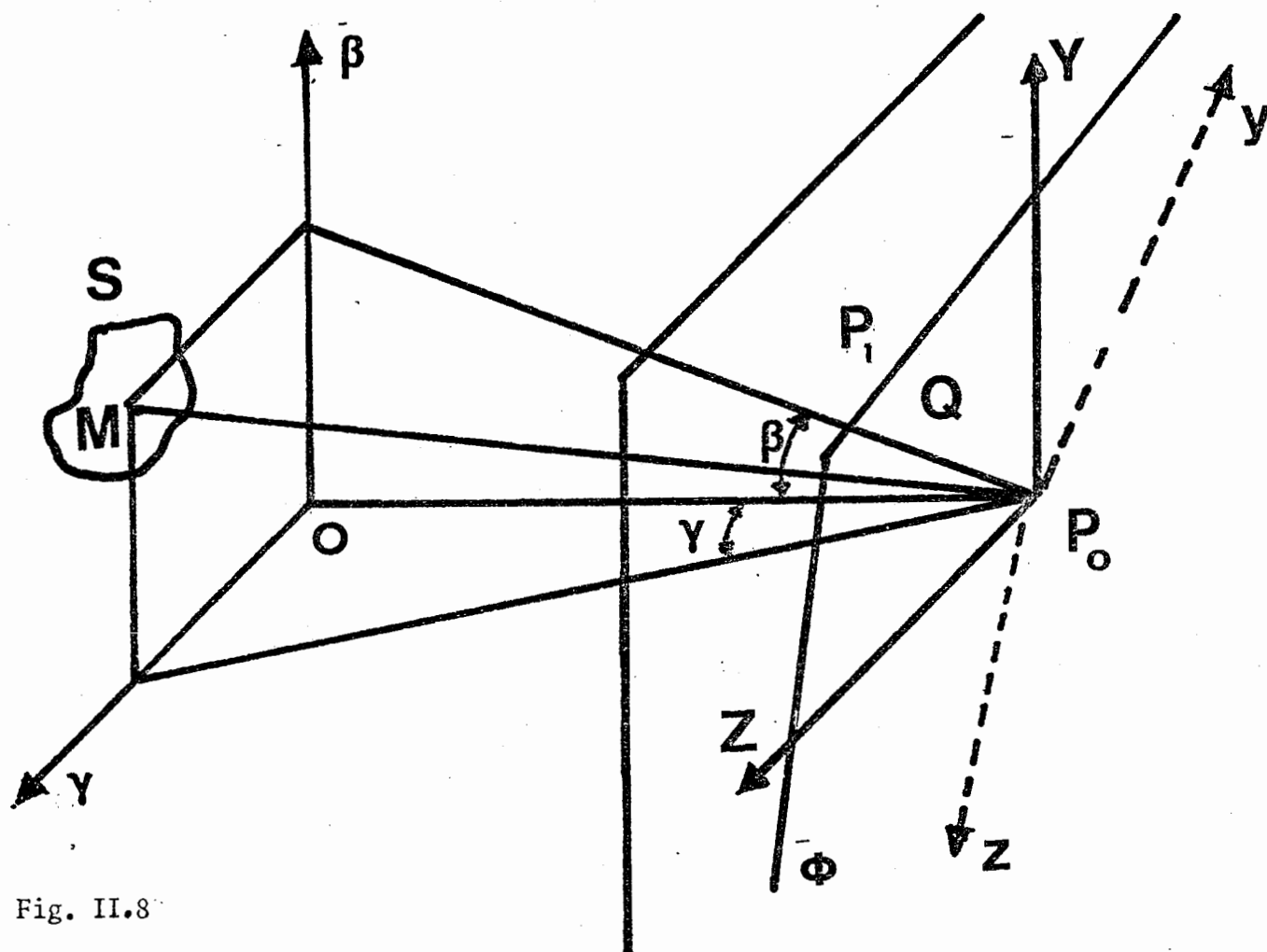


Fig. II.8

Un atome situé au point $M(\beta\gamma)$ émet une radiation d'amplitude complexe a_i . En P_0 , centre de la pupille de l'instrument, on reçoit une amplitude $a_i A(00t)$. L'amplitude reçue au point $P_1(Y_1 Z_1)$ de la pupille est: $a_i A(Y_1 Z_1) e^{-jk(\beta Y_1 + \gamma Z_1)}$. Une source étendue S infiniment éloignée éclaire la pupille d'entrée de l'instrument. L'amplitude globale $\mathcal{A}(Y_1 Z_1 t)$ reçue en un point P_1 de la pupille au temps t est la somme des contributions dues à chacun des atomes qui constitue la source étendue S .

$$\mathcal{A}(00t) = \sum a_i A(00t) ; \mathcal{A}(Y_1 Z_1 t) = \sum a_i A(Y_1 Z_1 t) e^{-jk(\beta Y_1 + \gamma Z_1)}$$

Chaque atome de la source est numéroté par l'indice i . Calculons la valeur moyenne temporelle de l'expression $\mathcal{A}(00t) \mathcal{A}^*(Y_1 Z_1 t)$

$$\langle \mathcal{A}(00t) \mathcal{A}^*(Y_1 Z_1 t) \rangle = \langle \sum a_i A(00t) \sum a_j^* A^*(Y_1 Z_1 t) e^{jk(\beta Y_1 + \gamma Z_1)} \rangle$$

Dans cette expression ne donnent des contributions non nulles que les produits concernant des termes dûs aux mêmes atomes. Les produits correspon-

quant à deux atomes différents sont nuls (incohérence des émissions). La densité des atomes étant grande, on peut écrire :

$$\langle A(00t) A^*(Y, Z, t) \rangle = \langle \iint \epsilon(\beta, \gamma) A(00t) A^*(Y, Z, t) e^{jk(\beta Y + \gamma Z)} d\beta d\gamma \rangle$$

$\epsilon(\beta, \gamma)$ représente une densité d'énergie par unité d'angle solide.

$$\langle A(00t) A^*(Y, Z, t) \rangle = \frac{I}{T} \int_0^T A(00t) A^*(Y, Z, t) dt \quad \epsilon(\beta, \gamma) e^{jk(\beta Y + \gamma Z)} d\beta d\gamma dt$$

Dans cette expression T désigne le temps d'intégration du détecteur qui est toujours infiniment grand devant la période de la vibration lumineuse.

Par rapport aux périodes temporelles contenues dans le spectre des fluctuations atmosphériques, T peut avoir une valeur grande ou petite.

$\langle A(00t) A^*(Y, Z, t) \rangle$ représente la fonction de cohérence mutuelle entre les vibrations incidentes aux points P_0 et P_1 et définie sur le temps d'intégration T du détecteur.

$$\Gamma(P_0, P_1, 0)_T = \iint \epsilon(\beta, \gamma) e^{kj(\beta Y_1 + \gamma Z_1)} d\beta d\gamma \frac{I}{T} \int_0^T A(00t) A^*(Y, Z, t) dt$$

$\Gamma(P_0, P_1, 0)_T$ est le produit de deux termes ; l'un

$\iint \epsilon(\beta, \gamma) e^{jk(\beta Y_1 + \gamma Z_1)} d\beta d\gamma$ est la transformée de Fourier de la répartition $\epsilon(\beta, \gamma)$ émise par la source, l'autre terme

$\frac{I}{T} \int_0^T A(00t) A^*(Y, Z, t) dt$ est la fonction de cohérence ($\Gamma_A(P_0, P_1, 0)_T$) définie sur un temps d'intégration T entre les vibrations issues d'un point source d'intensité I et parvenant aux points P_0 et P_1 .

L'expression de la cohérence mutuelle est normalisée en la comparant à

$$\iint \epsilon(\beta, \gamma) d\beta d\gamma \sqrt{\frac{I}{T} \int_0^T A(00t) A^*(00t) dt} \sqrt{\frac{I}{T} \int_0^T A(Y, Z, t) A^*(Y, Z, t) dt}$$

Le degré de cohérence complexe $\gamma(P_0, P_1, 0)$ qui existe entre les vibrations parvenant aux points P_0 et P_1 éclairés par une source étendue en atmosphère turbulente est le produit du degré de cohérence complexe $\gamma_s(P_0, P_1, 0)$ qui existe entre les points P_0 et P_1 éclairés en atmosphère homogène par la source, multiplié par le degré de cohérence complexe $\gamma_A(P_0, P_1, 0)_T$ qui existe entre des vibrations parvenant aux points P_0 et P_1 et issus d'un point source émettant une amplitude unité. $\gamma_A(P_0, P_1, 0)_T$ est calculé sur un temps d'intégration T et a pour expression :

$$\gamma_{A(P_0, P_1, 0)_T} = \frac{\int_0^T A(00t) A^*(Y, Z, t) dt}{\sqrt{\int_0^T A(00t) A(00t) dt} \sqrt{\int_0^T A(Y, Z, t) A(Y, Z, t) dt}} = \frac{\Gamma_A(P_0, P_1)_T}{\sqrt{I_{P_0}} \sqrt{I_{P_1}}}$$

I_{P_0} et I_{P_1} désignent les intensités moyennes calculées sur le temps T et reçues d'un point source d'intensité unité aux points P_0 et P_1 .

Le degré de cohérence complexe est fonction d'une part des conditions géométriques de l'expérience : distance des points P_0 et P_1 , du diamètre de la source, de la répartition de luminances sur la source, mais aussi de

l'état de l'atmosphère qui sépare la source du plan de l'expérience.

La mesure du degré de cohérence complexe conduit soit à des informations sur la source (dimensions, spectrométrie des fréquences spatiales), soit en utilisant une source de diamètre négligeable, à des mesures sur l'atmosphère, en particulier à des déterminations de qualité de sites.

CHAPITRE III.

MESURE INTERFERENTIELLE DES DIAMETRES APPARENTS.

III - I - Expérience de Michelson en atmosphère turbulente

(Lumière quasi-monochromatique)

La pupille d'entrée d'un télescope est diaphragmée par deux fentes parallèles de largeur Y'_0 , de centre S_1 et S_2 , distantes de $S_1S_2 = p$ (fig. III - I). L'image de l'étoile est observée dans le plan focal image du télescope. La mesure consiste à observer les franges d'interférences qui se produisent dans la tache de diffraction commune aux deux pupilles.

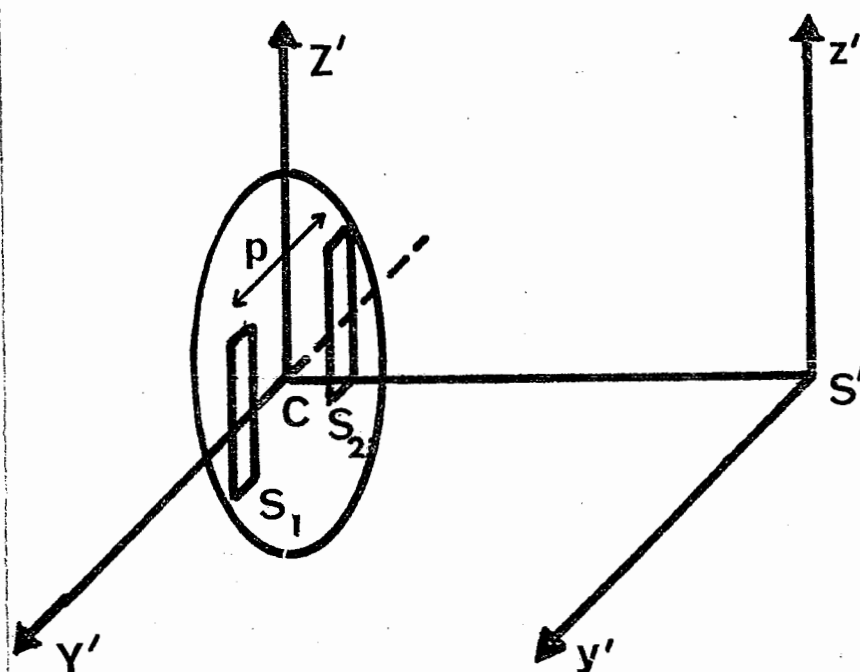


Fig. III.1

La présence de franges, phénomène périodique dans l'image, est montrée par l'analyse harmonique de l'image. L'étoile constitue un objet étendu incohérent que l'on suppose entièrement situé dans le champ isoplanétique de l'atmosphère. Dans ces conditions nous pouvons appliquer à la solution de ce problème les règles classiques de la

formation des images d'un objet incohérent.

Le plan de la pupille est rapporté aux axes CY', CZ' et le plan focal image aux axes $S'y', S'z'$ (fig. III - I). Les fentes sont parallèles et symétriques par rapport à CZ' .

M est un point de la pupille de coordonnées $Y'Z'$. Introduisons les variables $\nu' = \frac{Y'}{\lambda}$; $\mu' = \frac{\beta'}{\lambda}$ (β' et Y' angles définis sur la figure II.7)

Rappelons que la fonction de transfert moyenne normalisée de l'ensemble instrument-atmosphère $\langle \Omega'(\mu', \nu') \rangle$ est égale au produit de la fonction de transfert $g(\mu', \nu')$ de l'instrument d'optique seul fonctionnant en atmosphère non turbulente par la fonction de cohérence moyenne de l'atmosphère, en prenant pour unité l'intensité moyenne en un point M

$$\langle \Omega'(\mu', \nu') \rangle = g(\mu', \nu') \langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle$$

Désignons par $e(\mu', \nu')$ la transformée de Fourier de la répartition des éclairissements moyens de l'image d'un objet étendu et par $o(\mu', \nu')$ celle de l'image géométrique de l'objet. Nous avons la relation :

$$e(\mu', \nu') = o(\mu', \nu') \langle \Omega'(\mu', \nu') \rangle$$

Supposons que l'image géométrique de l'étoile soit un disque de luminance uniforme de rayon ϵ et de lumière quasi-monochromatique de longueur d'onde λ . L'image stellaire est représentée par une fonction cercle (Fig. III 2 b)

$$o(y', z') = \begin{cases} \frac{1}{\pi \epsilon^2} \text{ si } y'^2 + z'^2 < \epsilon^2 \\ 0 & \text{ si } y'^2 + z'^2 > \epsilon^2 \end{cases}$$

(Avec ces notations le flux reçu est indépendant de la dimension de l'étoile). L'expression de la transformée de Fourier $o(Y'Z')$ de $o(y'z')$ en prenant pour variable $Y' = \mu' f' \lambda$ (f' distance focale du télescope) est $o(Y') = \frac{2J_1(W)}{W}$; J_1 fonction de Bessel d'ordre I et W a pour valeur

$$W = \frac{2\pi}{f' \lambda} \epsilon Y' \quad (\text{fig. III 2 b})$$

La fonction de transfert normalisée du télescope diaphragmé est la fonction d'autocorrélation $C(Y')$ d'une répartition d'amplitude pupillaire

$$A(Y') = a \text{ rect} \left(\frac{Y'}{Y_0} \right) \otimes \left(\delta \left(Y' + \frac{p}{2} \right) + \delta \left(Y' - \frac{p}{2} \right) \right) \quad (\text{fig. III 2 a})$$

La fonction de transfert normalisée $g(\mu', \nu') = C(Y')$ représentée sur la figure à pour expression :

$$C(Y') = \frac{1}{2} \text{br}(Y_0) \otimes (\delta(Y' + p) + \delta(Y' - p) + 2\delta(Y'))$$

L'analyse harmonique de l'image (son spectre) qui a pour valeur :

$$e(\mu', \nu') = o(\mu', \nu') g(\mu', \nu') \langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle \text{ est représentée}$$

en atmosphère non turbulente sur la figure III 2 c et en atmosphère turbulente sur la figure III 2 e. Le résultat dépend de la position relative des courbes $o(Y')$ et $C(Y')$. L'importance de la modulation de l'image (le contraste des franges) est aussi fonction de la valeur de la fonction de cohérence moyenne $\langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle$. Les franges ne sont visibles qu'à la condition que la fonction de cohérence définie sur un temps d'intégration T garde une valeur suffisante. Michelson détermine le diamètre apparent de

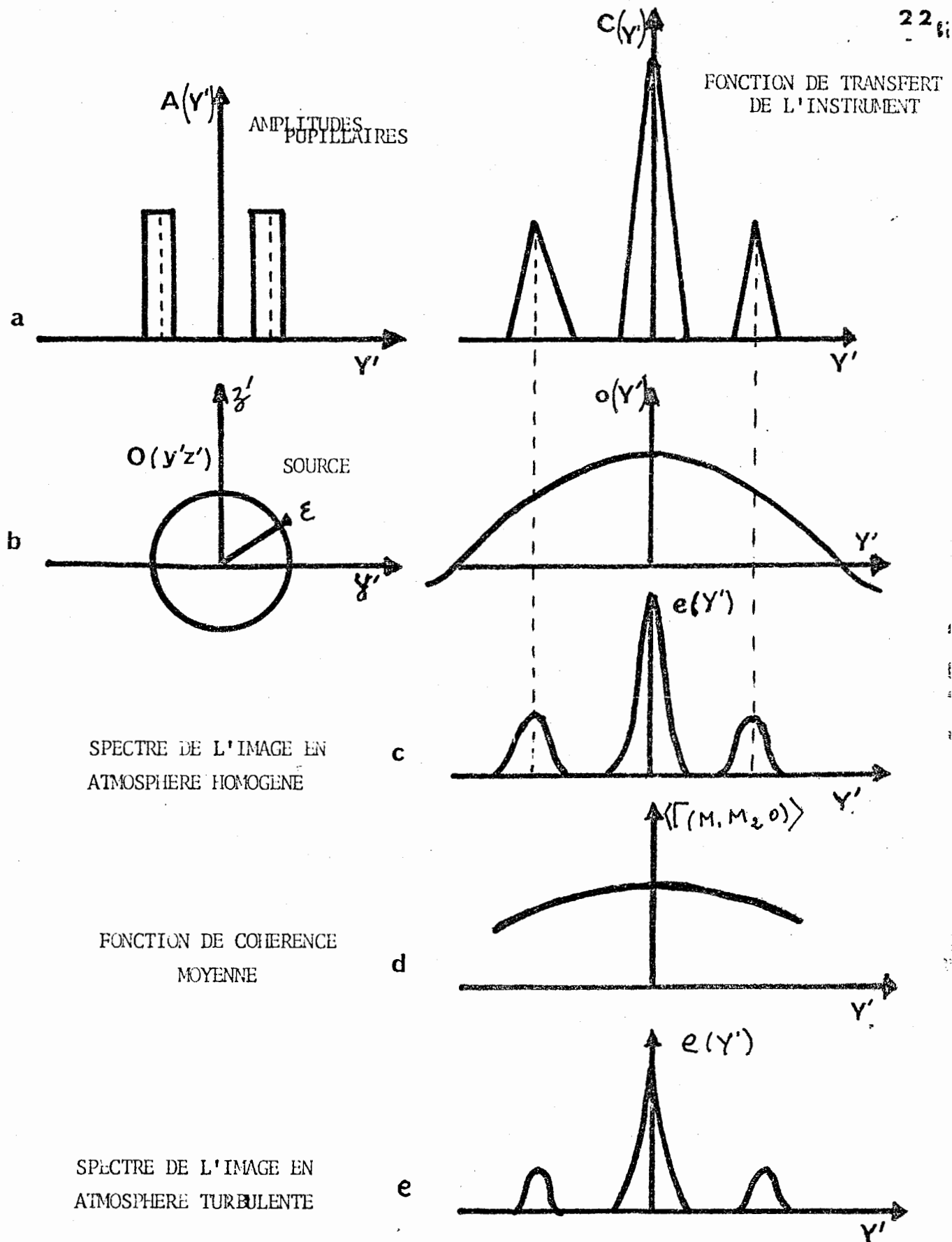
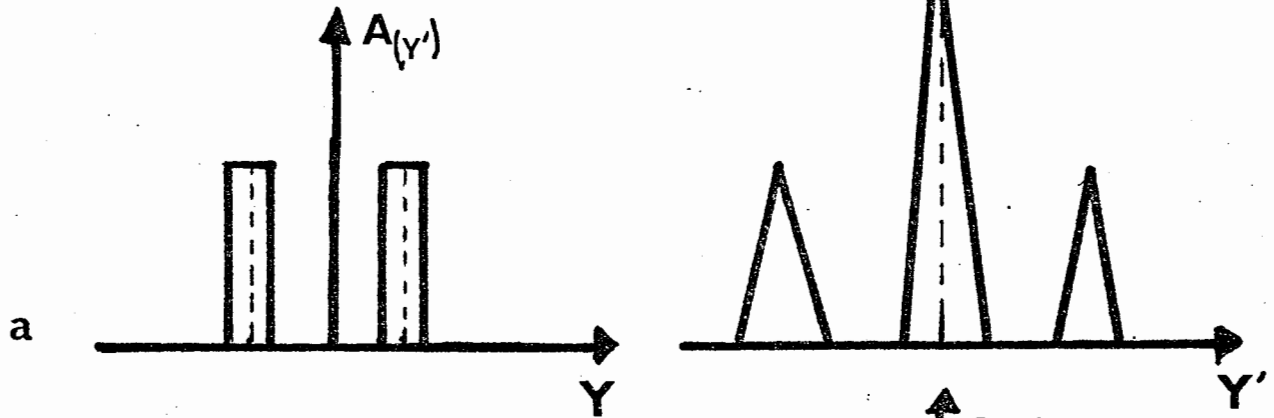


Fig. III 2

(ATMOSPHERE HOMOGENE)



PUPILLE LARGE :

LE CONTRASTE DES FRANGES PASSE PAR UN MINIMUM

b

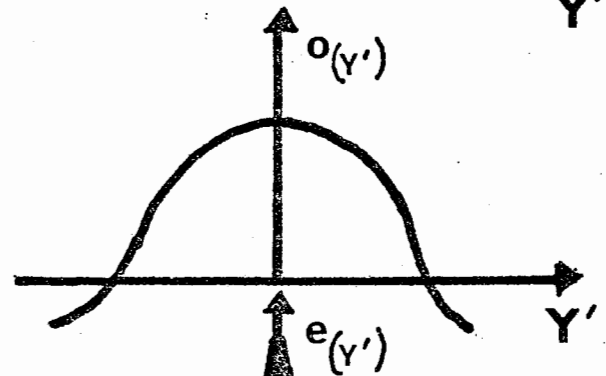
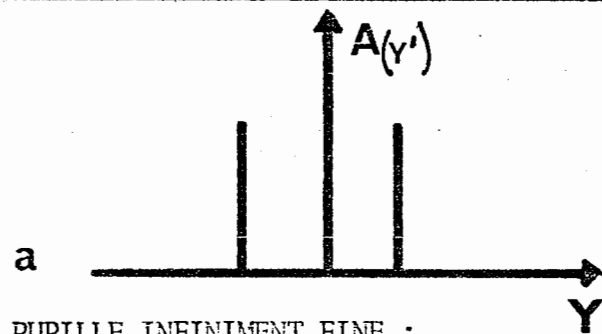


Fig. III 3

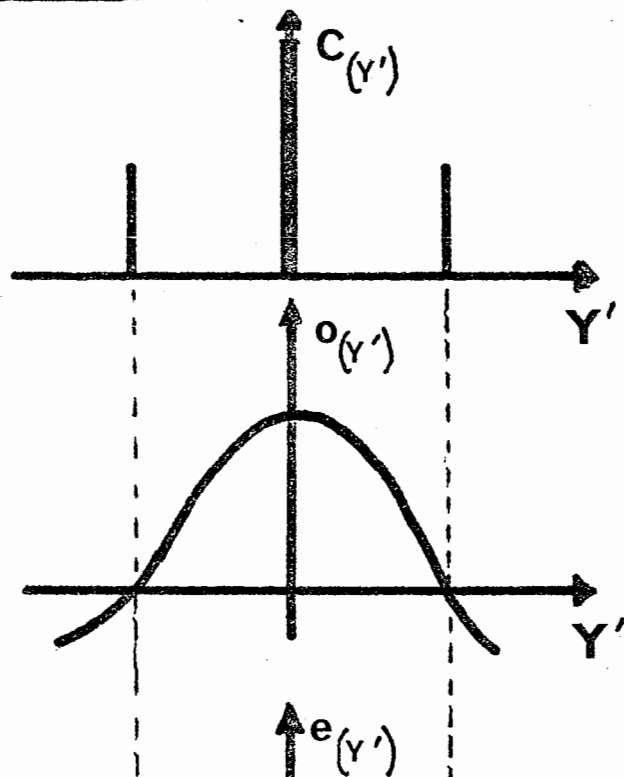
c



PUPILLE INFINIMENT FINE :

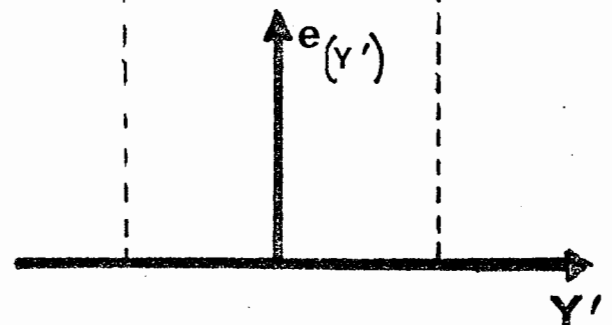
LE CONTRASTE DES FRANGES PASSE PAR UN MINIMUM NUL.

b



c

Fig. III 4



l'étoile en cherchant la distance p des fentes qui correspond à une valeur minimale du contraste des franges d'interférences (cette situation est représentée sur la figure III 3 c). Les franges ne disparaissent complètement qu'à la condition que les pupilles qui diaphragment le télescope aient une largeur infiniment petite (fig. III 4 c) ce qui conduit à des conditions expérimentales difficiles pour l'observation d'une étoile : le flux lumineux utilisé est alors négligeable. En atmosphère non turbulente, on observe un système d'interférences d'Young dont le facteur de visibilité est

$$\frac{2J(W)}{1+W} \text{ qui s'annule (cas de pupilles infiniment petites pour } W = 3,83 = \frac{2\pi p \varepsilon}{f' \lambda}$$

Le diamètre apparent de l'étoile est alors $\Theta = \frac{2\varepsilon}{f'} = \frac{1,22 \lambda}{S_1 S_2}$

En atmosphère réelle (turbulente), la disparition des franges se produit pour la même valeur à condition $\langle \Gamma(M_1 M_2 0) \rangle$ garde une valeur finie.

III 2 ETUDE DE $\langle \Gamma(M_1 M_2 0) \rangle$

Un point source S de lumière quasi-monochromatique éclaire deux points M_1 et M_2 d'un plan d'observation E (fig. III 5)

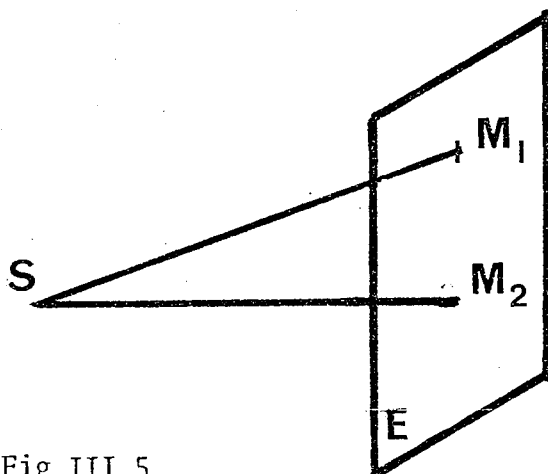


Fig. III 5

L'atmosphère entre S et E est turbulente. Choisissons un détecteur dont le temps d'intégration Δt est grand devant la période de la vibration lumineuse (Le phénomène d'interférences que l'on peut construire à partir de la superposition des radiations $V(M_1)$ $V(M_2)$ résulte de la superposition d'un grand nombre de trains d'ondes). Mais Δt reste petit devant la période la

plus courte contenue dans le spectre temporel des fluctuations atmosphériques. Remarquons aussi que le temps τ mis par la lumière pour traverser l'atmosphère est toujours très petit vis-à-vis de l'échelle de temps mise en oeuvre dans le phénomène de turbulence, ce qui permet de "geler" les fluctuations atmosphériques pendant le temps τ . Dans ces conditions, il est possible de définir une valeur au terme $\langle \Gamma(M_1 M_2 0) \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} V(M_1) V^*(M_2) dt$ qui est de la forme $K \Gamma(M_1 M_2 0) |_{\Delta t} e^{j\beta_{1,2}}$

$\langle \Gamma(M_1 M_2 0) \rangle_{\Delta t}$ et $\beta_{1,2}$ sont des fonctions du temps.

Augmentons le temps d'intégration T du détecteur :

$$\langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T \langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle e^{j\beta_{12}t} dt$$

Nous intégrons les variations de l'amplitude et de la phase. Plus le temps d'intégration augmente et plus la valeur $\langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle_T$ risque de diminuer à moins que les variations de $V(M_1)$ et $V(M_2)$ ne soient corrélées, ce qui signifie, d'après les mesures de Danjon (5) et de Roddier (15) que les points M_1 et M_2 restent voisins l'un de l'autre (quelques centimètres) à une distance de l'ordre de l'échelle interne de la turbulence. Les expériences de Michelson sont exécutées en utilisant pour détecteur l'oeil dont le temps d'intégration T (1/15 sec) est important par rapport à l'échelle des perturbations atmosphériques. Ainsi s'expliquent les difficultés rencontrées par Michelson lors de ses expériences. Les franges d'interférences "vibrent" dans le plan focal du télescope à l'intérieur de la "tache de diffraction" image de l'étoile. En général, $\langle \Gamma(M_1, M_2, 0) \rangle_T = 0$; les franges sont brouillées par le phénomène de turbulence. Ce n'est que pendant les périodes où l'atmosphère est particulièrement calme qu'apparaissent les franges. Il est d'autre part difficile de savoir si l'absence de franges est due au diamètre apparent de l'étoile ou à la turbulence atmosphérique.

Les difficultés de la méthode de Michelson proviennent de ce que l'observation est faite avec un détecteur dont le temps d'intégration est trop long : l'oeil, et du fait que (en supposant la difficulté précédente éliminée) la disparition des franges n'est totale que pour des pupilles de diamètre très faible. Nous nous sommes efforcés de mettre au point une méthode qui élimine ces deux particularités de la méthode de Michelson.

III - 3 + MESURE DU DEGRE DE COHERENCE.

III - 3 + 1 - Atmosphère homogène.

Le degré de cohérence complexe qui existe entre les vibrations qui arrivent en deux points M_1 et M_2 d'un plan éclairé par une source large quasi-monochromatique infiniment éloignée est $\gamma_s(M_1, M_2, 0)$

$$\gamma_s(M_1, M_2, 0) = \frac{\iint \mathcal{E}(\beta'\gamma') e^{-j\mathbf{k}(\beta'_1\gamma'_1 + \beta'_2\gamma'_2)} d\beta' d\gamma'}{\iint \mathcal{E}(\beta'\gamma') d\beta' d\gamma'}$$

Quelle que soit la répartition de luminances sur la source, $\gamma_s(M_1, M_2, 0)$ n'est la fonction que de la translation M_1, M_2 . La mesure de $|\gamma_s(M_1, M_2, 0)|$ degré de cohérence des vibrations incidentes $V(M_1)$ et $V(M_2)$ aux points M_1 et M_2 est effectuée en déterminant le facteur de visibilité d'un système de franges d'interférences construit à partir des vibrations incidentes en M_1 et M_2 .

Le phénomène d'interférences est produit par un interféromètre à séparation spatiale de luminances. Les points M_1 et M_2 se correspondent par la translation $M_1 M_2$. Les vibrations $V(M_1)$ et $V(M_2)$ se superposent en un point Q du

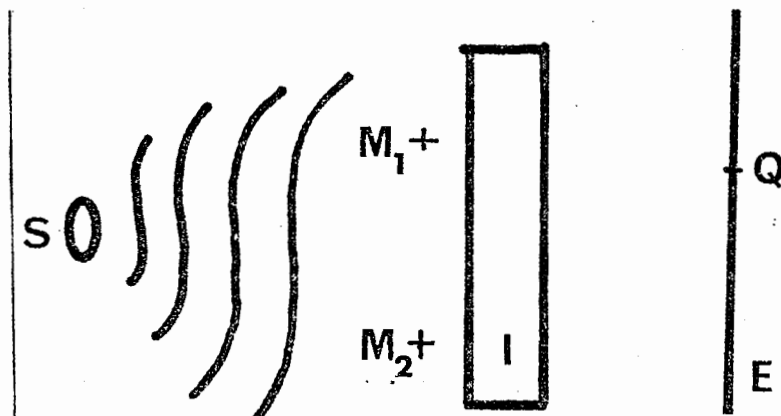


Fig. III.6

plan d'observation,

(fig. III.6)

L'intensité d'interférences est I . En appelant I_1 et I_2 les intensités au point Q dues aux vibrations $V(M_1)$ et $V(M_2)$ si elles agissaient seules, $\alpha_{1,2}$, l'argument de la ~~qualité~~ quantité complexe $\gamma_S(M_1 M_2 O)$

ϕ , la différence de phase introduite par l'interféromètre

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1} \sqrt{I_2} |\gamma_S(M_1 M_2 O)| \cos(\alpha_{1,2} - \phi)$$

III - 3 - 2 ATMOSPHERE TURBULENTE.

Le milieu qui sépare la source du plan éclairé n'est plus homogène, $\gamma(M_1 M_2 O)$ est obtenu en multipliant le terme précédent $\gamma_S(M_1 M_2 O)$ par le degré de cohérence complexe $\gamma_A(M_1 M_2 O)$ des vibrations qui arrivent en M_1 et M_2 et provenant d'un point de la source qui est supposée être entièrement comprise dans le champ isoplanétique du milieu non homogène.

Désignons par J_1 et J_2 les intensités moyennes détectées à la sortie de l'interféromètre en un point Q à l'instant t , valeurs définies par une intégration entre les instants t et $t + T$; $[\gamma_A(M_1 M_2 O)]_t^{t+T}$ est le degré de cohérence complexe qui existe entre les points M_1 et M_2 au temps t et défini sur un temps d'intégration T . Les valeurs J_1 , J_2 et γ_A à l'instant t sont variables avec le temps d'intégration T ; T étant défini, J_1 , J_2 et sont variables avec le temps t .

$$\gamma_S(M_1 M_2 O) = |\gamma_S(M_1 M_2 O)| e^{j\alpha_{1,2}} \text{ et } [\gamma_A(M_1 M_2 O)]_t^{t+T} = |[\gamma_A(M_1 M_2 O)]_t^{t+T}| e^{j\beta_{1,2}}$$

$\alpha_{1,2}$ et $\beta_{1,2}$ sont les arguments des quantités complexes γ_S et $[\gamma_A]_t^{t+T}$

L'intensité du phénomène d'interférences au point Q est :

$$I = J_1 + J_2 + 2 \sqrt{J_1} \sqrt{J_2} |\gamma_S| |[\gamma_A]_t^{t+T}| \cos(\alpha_{1,2} + \beta_{1,2} + \phi)$$

III - 3 - 3 - MESURE DU DEGRE DE COHERENCE.

Le facteur de visibilité $V = \frac{I_{\text{MAX}} - I_{\text{MIN}}}{I_{\text{MAX}} + I_{\text{MIN}}}$ a pour valeur

$$\frac{2 \sqrt{J_1} \sqrt{J_2}}{J_1 + J_2} |[\gamma_A(M_1 M_2 O)]_t^{t+T}| |\gamma_S(M_1 M_2 O)|$$

En atmosphère homogène, $J_1 = J_2$ et $\gamma_A = 1$; le facteur de visibilité a pour valeur $|\gamma_S(M_1, M_2, 0)|$. En atmosphère turbulente, le facteur de visibilité est directement relié à la répartition de luminances sur la source par le terme γ_S mais dépend de l'atmosphère par le terme $\frac{2\sqrt{J_1}\sqrt{J_2}}{J_1 + J_2}$ et la fonction de cohérence complexe γ_A .

Une remarque importante s'impose : le facteur de visibilité reste constamment nul pour les valeurs du diamètre apparent de la source qui annulent la fonction γ_S et cela quel que soit le temps d'intégration T dont dépend la valeur de γ_A .

Pour mesurer $|\gamma_S(M_1, M_2, 0)|$, nous avons proposé la méthode suivante [14]

A l'interférogramme précédent, associons l'interférogramme complémentaire (déphasé en tous points de π)

$$I' = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1}\sqrt{J_2}|\gamma_S||\gamma_A|\cos(\alpha_{1,2} + \beta_{1,2} + \phi)$$

La différence $I' - I = 4\sqrt{J_1}\sqrt{J_2}|\gamma_A||\gamma_S|\cos(\alpha_{1,2} + \beta_{1,2} + \phi)$ est un signal sinusoïdal d'amplitude maximale $4\sqrt{J_1}\sqrt{J_2}|\gamma_A||\gamma_S|$. La valeur du facteur de visibilité est obtenue en normalisant la valeur précédente

$\frac{4\sqrt{J_1}\sqrt{J_2}|\gamma_A||\gamma_S|}{2(J_1 + J_2)}$ à $2(J_1 + J_2)$ qui représente la somme $I + I'$ où le signal obtenu en l'absence de franges.

III - 3 - 4 - INTERFEROMETRE A DEDOUBLEMENT PAR TRANSLATION.

Le flux transmis par l'interféromètre est accru en augmentant le diamètre des pupilles P_1 et P_2 et en réglant l'interféromètre à la teinte plate (fig. III.7) ce qui implique que l'intensité lumineuse soit la même

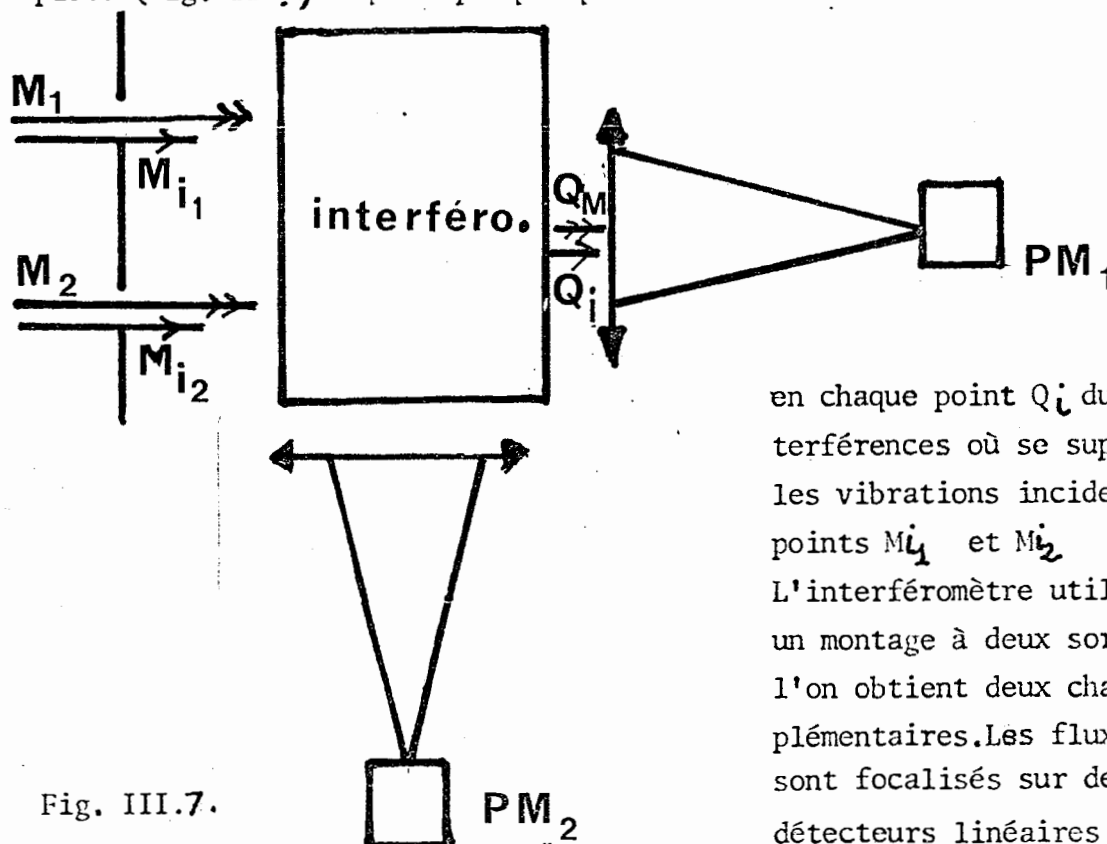


Fig. III.7.

en chaque point Q_i du champ d'interférences où se superposent les vibrations incidentes aux points M_{i1} et M_{i2}

L'interféromètre utilisé est un montage à deux sorties où l'on obtient deux champs complémentaires. Les flux lumineux sont focalisés sur deux photodétecteurs linéaires identiques

Le facteur de visibilité des franges observées au point Q_M dues à la superposition des vibrations lumineuses incidentes aux points M_1 et M_2 est fonction de $|V_S(M_1, M_2, O)|$ dont la valeur pour une source de répartition de luminances données ne dépend que de la translation $\overrightarrow{M_1 M_2}$.

Le facteur de visibilité garde une valeur constante en tous points Q_M du champ à condition que les vibrations qui s'y superposent proviennent de deux points M_{i1} et M_{i2} déduits l'un de l'autre par une translation $\overrightarrow{M_{i1} M_{i2}}$ équipolent à $\overrightarrow{M_1 M_2}$. Le flux reçu par les photodétecteurs est alors limité par la dimension des pupilles d'entrée de l'interféromètre.

LA CONCEPTION GEOMETRIQUE DE L'INTERFEROMETRE REALISE DOIT ETRE TELLE QUE L'INSTRUMENT SOIT UN SYSTEME DEDOUBLEUR PAR TRANSLATION.

En atmosphère turbulente, le facteur de visibilité des franges garde une valeur constante dans tout le champ d'interférences à un instant donné tant que la valeur de $|V_A|$ est aussi : les propriétés de l'atmosphère doivent être spatialement stationnaires au voisinage des points M_1 et M_2 . Ce sont les caractéristiques de l'atmosphère qui limitent l'étendue utilisable des pupilles de l'instrument. Les conditions expérimentales sont différentes d'un site à l'autre et pour un site donné doivent toujours être adaptées aux conditions de l'instant d'observation.

III - 4 - NOUVELLE INTERPRETATION DE LA METHODE : ANALYSE HARMONIQUE DE LA SOURCE;

Réalisons l'expérience suivante : une source lumineuse S est située dans l'espace image d'un interféromètre à séparation spatiale par translation (fig. III 8).

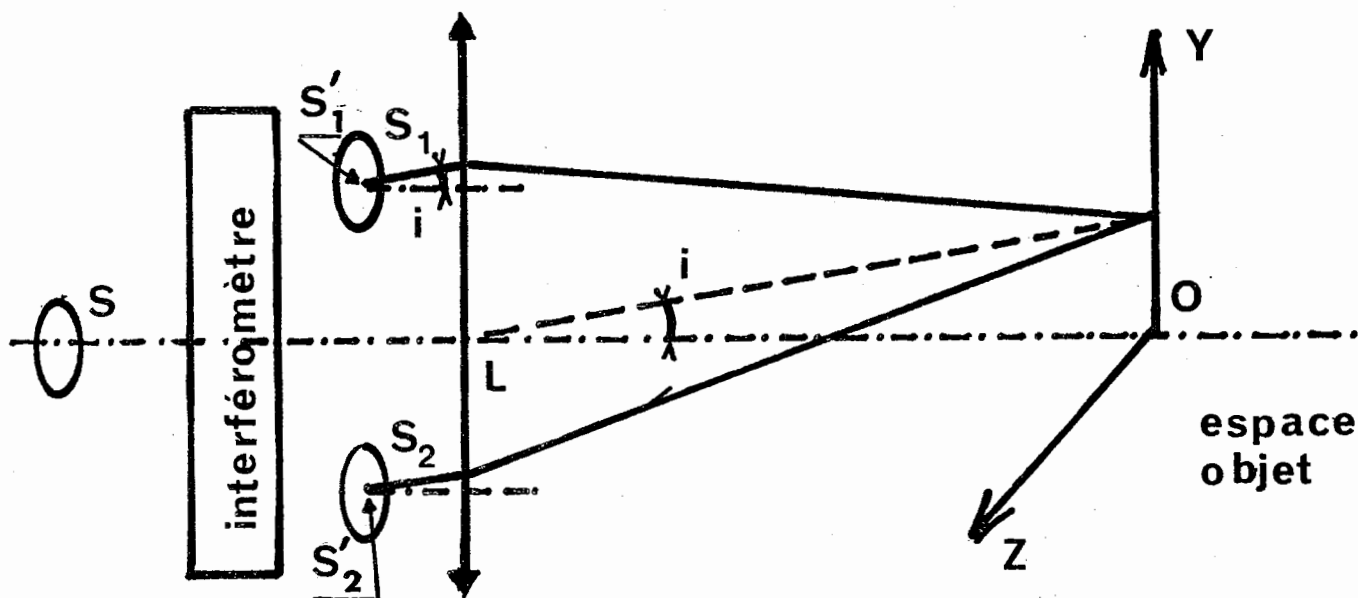


Fig. III 8

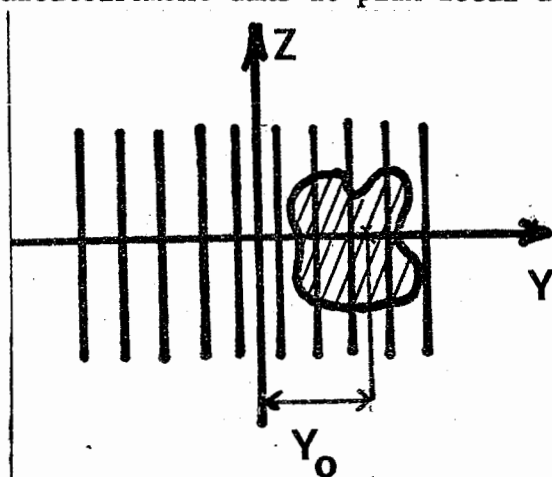
L'interféromètre en donne deux images dédoublées S_1 et S_2 . L'ensemble des points de ces sources constitue des couples de points $N_1 N_2$ déduits l'un de l'autre par une translation constante $\overrightarrow{S_1' S_2'}$ qui dépend uniquement de la géométrie de l'interféromètre. Des points tels que N_1 et N_2 constituent des sources cohérentes qui émettent des vibrations qui présentent entre elles, dans la direction définie par l'angle i , une différence de marche

$\delta = \overrightarrow{S_1' S_2'} \cdot i$ indépendante du couple de points choisis et de la longueur d'onde si la translation $\overrightarrow{S_1' S_2'}$ est achromatique. Les vibrations issues de l'ensemble des points des sources S_1 et S_2 forment un phénomène d'interférences localisé à l'infini qui se focalise au foyer de l'objectif L . Ce phénomène existe quelle que soit la cohérence temporelle de la source. Il est visible en lumière blanche.

La répartition des éclairagements dans le plan focal OY_0Z est celle d'un phénomène d'interférences à deux ondes classiques. Le plan focal est rapporté à deux axes OY, OZ . Le module du vecteur de translation $\overrightarrow{S_1' S_2'}$ est $2a$, f la distance focale de l'objectif et λ la longueur d'onde de la radiation quasi-monochromatique utilisée.

L'éclairement en un point du plan focal est $E_y = E_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{2ay}{f}\right)\right)$ et les franges sont des droites parallèles à OZ dans le cas où $S_1 S_2$ est perpendiculaire à OX. La frange centrale du phénomène est située dans la direction orthogonale à $S_1 S_2$.

Lorsque l'atmosphère n'est plus homogène, il existe un degré de cohérence complexe γ_A entre les vibrations incidentes aux points S_1 et S_2 et issues d'un point de la source. Définis en un temps d'intégration T ; $|\gamma_A|$ et β_{12} argument de la quantité complexe γ_A ont des valeurs aléatoires. Le contraste du phénomène d'interférences obtenu au foyer de L diminue, varie sans cesse, la position de la frange centrale du phénomène se déplace aléatoirement dans le plan focal de L.



Réciproquement, une source de luminosité $B(YZ)$ est placée en un point du plan focal de L à une distance Y_0 du foyer principal (Fig. III 9) ; L'interféromètre est réglé à la teinte plate ; le flux émergent de l'interféromètre est proportionnel à

Fig. III 9

$$\Phi(Y_0) = \iint B(yz) \otimes \delta(y - Y_0) E_0 \left[1 + |\gamma_A| \cos\left(\frac{2\pi ay}{\lambda f} + \beta_{12}\right)\right] dy dz$$

$$\Phi(Y_0) = B(yz) \otimes E_0 \left[1 + |\gamma_A| \cos\left(\frac{2\pi ay}{\lambda f} + \beta_{12}\right)\right] = B(yz) \otimes E(y)$$

La source est déplacée dans son plan à vitesse constante, d'un mouvement de translation dont la direction est perpendiculaire à celle des franges

$Y(0) = kt$. Le flux issu de l'interféromètre devient une fonction du temps $\Phi(kt)$

L'équation précédente permet d'écrire :

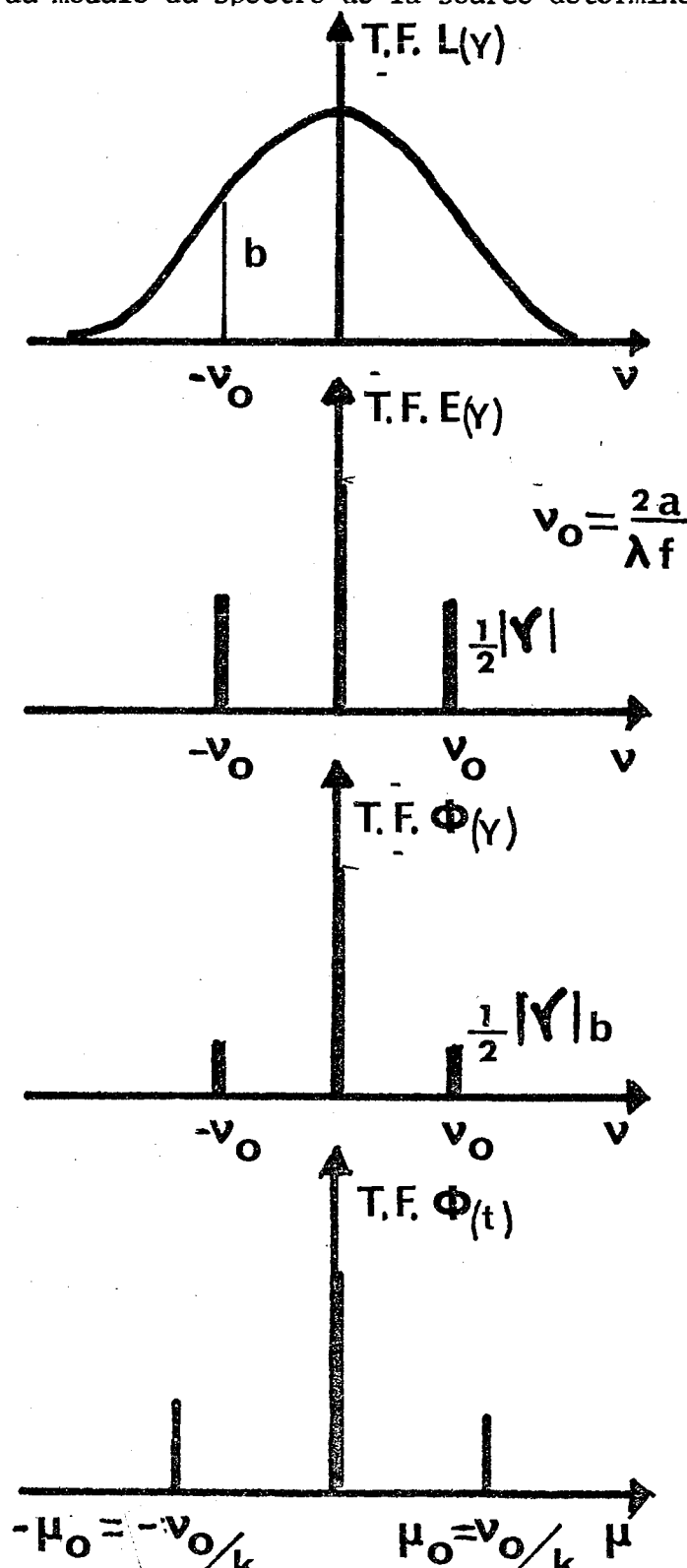
$$\text{T.F. } \Phi(Y_0) = f(\gamma) = \text{T.F. } B(Y) \text{T.F. } (E(Y))$$

Le spectre temporel de $\Phi(kt)$ a pour T.F. $\frac{1}{k} f\left(\frac{\gamma}{k}\right)$ ($k > 0$)

Le spectre temporel du signal obtenu est proportionnel au spectre de $\Phi(Y_0)$

La figure III -10 montre que le spectre de $\Phi(Y)$ ne contient que trois

signaux qui correspondent aux fréquences spatiales $\nu = 0, -\nu_0, \nu_0$ qui sont seules présentes dans le spectre de $E(\nu)$. La valeur ν_0 dépend de celle du dédoublement par la relation $\nu_0 = \frac{2a}{\lambda f}$. L'amplitude d du spectre $\Phi(\nu)$ obtenue aux fréquences spatiales $-\nu_0, 0, +\nu_0$ est proportionnelle à celle b du spectre de la source aux mêmes fréquences $d = \frac{I}{2} |\gamma_A| b$. Pour chaque valeur du dédoublement, le signal temporel obtenu est sinusoïdal et son spectre aux fréquences $-\frac{\nu_0}{k}, +\frac{\nu_0}{k}$ a pour amplitude $\frac{I}{2} |\gamma_A| b \times \frac{I}{k}$. Le flux lumineux est modulé sinusoïdalement en fonction du temps et la profondeur de modulation du signal est proportionnelle à $|\gamma_A|$ et au module du spectre de la source déterminé pour la fréquence ν_0 .



L'exploration du spectre spatial de la source est obtenue en changeant le module du vecteur translation $\vec{S_1 S_2}$ et la mesure du diamètre apparent d'une source (cercle de luminance uniforme) consiste à repérer, par exemple, le premier zéro du spectre de fréquences spatiales contenues dans la source. En résumé, dans cette méthode interférométrique, on superpose à la source large un phénomène mobile de franges virtuelles à pas variable et l'on mesure la profondeur de modulation du signal temporel obtenu en recevant sur un détecteur le flux issu d'un interféromètre à translation réglé en teinte plate; le mouvement des franges peut être créé par l'atmosphère même (terme $(\beta_{1,2})$; mais pour des questions de détection, il est plus simple d'introduire dans l'interféromètre une

modulation interne de phase $\varphi(t)$ fonction connue du temps.

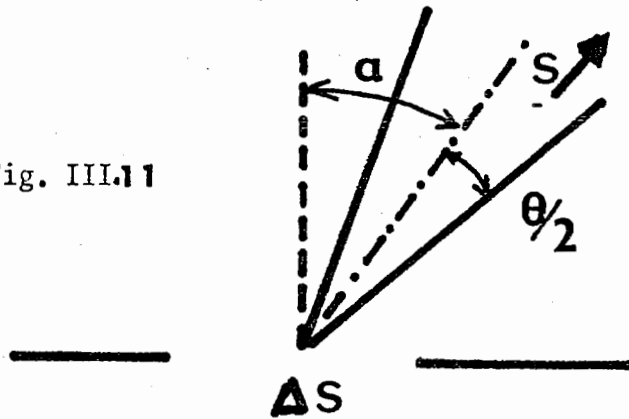
La méthode peut être généralisée à l'utilisation d'une source de lumière blanche, à condition que l'interféromètre fournisse un système de franges en lumière blanche. L'interféromètre est alors un dédoubleur achromatique et la frange centrale (frange blanche) est située rigoureusement dans une direction orthogonale au vecteur $\vec{S_1 S_2}$ définissant la translation du dédoubleur.

III - 5 - ETUDE DU FLUX SORTANT DE L'INTERFEROMETRE

III - 5 - 1 - LUMIERE QUASI-MONOCROMATIQUE.

La source supposée circulaire et de luminance uniforme est vue sous un diamètre apparent θ . Elle émet une radiation de nombre d'onde σ et de largeur spectrale $d\sigma$. Sa luminance spectrique est $L(\sigma)$.

Fig. III.11



La source est vue de la pupille sous un angle solide $\Delta \Omega = \frac{\pi \theta^2}{4}$ (fig. III.11)

Le flux qui tombe sur chacune des pupilles de l'interféromètre de surface ΔS est

$$\Delta \phi = L(\sigma) \Delta S \Delta \Omega \cos \alpha d\sigma$$

En tenant compte de ce que α est toujours petit,

$$\Delta \phi = \Delta S \Delta \Omega L(\sigma) d\sigma$$

$\Delta \phi_1, \Delta \phi_2$ représentent les flux qui entrent à l'instant t par chacune des pupilles de l'interféromètre et ∂ la différence de marche introduite par l'appareil.

Le flux émergent est proportionnel à

$$\Delta \phi' = \Delta \phi_1 + \Delta \phi_2 + 2 \sqrt{\Delta \phi_1} \sqrt{\Delta \phi_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| \cos(2\pi \partial \sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2}) d\sigma$$

(en admettant les facteurs de transmission égaux à 1)

$V(\sigma)$ est le facteur de visibilité relative du détecteur, le signal photoélectrique se compose de deux termes, l'un $V(\sigma)(\Delta \phi_1 + \Delta \phi_2)$ indépendant de ∂ est un signal aléatoire (effet de la scintillation atmosphérique), l'autre, appelé "interférogramme" ζ s'écrit :

$$\zeta = 2 V(\sigma) \frac{\pi \theta^2}{4} \sqrt{k_1 k_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| \cos(2\pi \partial \sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2}) L(\sigma) d\sigma$$

k_1 et k_2 sont les facteurs de transmission moyen de l'atmosphère entre la source et les pupilles, valeurs moyennes définies pendant le temps d'intégration du détecteur et valeur moyenne d'ensemble des divers points de la pupille. ζ varie sinusoidalement en fonction de ∂ (du temps si $\partial = Kt$) Son amplitude est proportionnelle à $|\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)|$ et contient l'information recherchée relative à la source $(\gamma_s(M, M_2, 0))$ et à l'atmosphère $|\gamma_A|$.

III - 5 - 2 - LUMIERE COMPLEXE.

La source émet une lumière complexe caractérisée par une répartition spectrale $L(\sigma)$. L'interférogramme ζ a pour expression

$$\zeta = \frac{2\pi\theta^2}{4} \Delta S \int_{-\infty}^{+\infty} V(\sigma) \sqrt{k_1 k_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| \cos(2\pi \partial \sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2}) L(\sigma) d\sigma$$

A) Atmosphère homogène.

k_1 et k_2 sont égaux et indépendants du temps $\gamma_A = 1$; $\beta_{12} = 0$, et, en admettant que la répartition d'énergie sur la source soit une fonction paire $\alpha_{1,2} = 0$

$$\xi = K \int_{-\rho}^{+\rho} V(\sigma) |\gamma_S(M_1, M_2, 0)| L(\sigma) \cos 2\pi \sigma d\sigma$$

Notons que $|\gamma_S(M_1, M_2, 0)|$ est une fonction de σ . Par exemple, dans le cas d'une source circulaire uniforme $\gamma_S = \frac{2J_1(\pi \theta_{M_1, M_2} \sigma)}{\pi \theta_{M_1, M_2} \sigma}$

La réponse est la transformée de Fourier en cosinus de la fonction

$F(\sigma) = V(\sigma) \gamma_S(M_1, M_2, 0) L(\sigma)$. C'est l'interférogramme obtenu dans les expériences de spectroscopie par Transformée de Fourier en donnant à la source une fonction de luminance fictive $V(\sigma) \gamma_S(\sigma) L(\sigma) = F(\sigma)$ qui est toujours de la forme $|\gamma(\sigma_0)| f(\sigma) \otimes \delta(\sigma - \sigma_0)$ (fig. III.12)

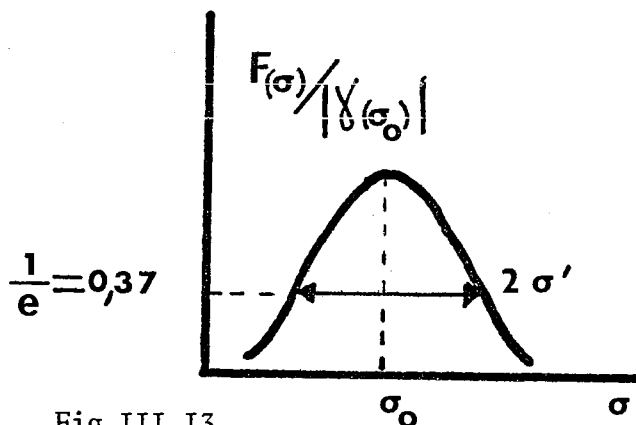


Fig. III 13

$$F(\sigma) = V(\sigma) \times \frac{|\gamma(\sigma)|}{|\gamma(\sigma_0)|} \times L(\sigma) |\gamma(\sigma_0)|$$

$$F(\sigma) = |\gamma(\sigma_0)| f(\sigma) \otimes \delta(\sigma - \sigma_0)$$

$f(\sigma)$ est la courbe $F(\sigma)$ tracée dans les axes $\sigma_0 \gamma, \sigma \sigma$. Pour suivre l'évolution du phénomène, supposons que

$$F(\sigma) = |\gamma(\sigma_0)| f(\sigma) \otimes \delta(\sigma - \sigma_0)$$

(fig. III.13)

$$\text{où } f(\sigma) = e^{-\frac{\sigma^2}{\sigma'^2}}$$

L'interférogramme a pour expression

$$\xi(\sigma) = K |\gamma(\sigma_0)| \int_{-\rho}^{+\rho} e^{-\frac{\sigma'^2}{2}} \otimes \delta(\sigma - \sigma_0) \cos 2\pi \sigma d\sigma$$

$$\xi(\sigma) = K |\gamma(\sigma_0)| \Re e \left\{ e^{j 2\pi \sigma \sigma_0} \text{T.F. } e^{-\frac{\sigma'^2}{2}} \right\}$$

$$\xi(\sigma) = K |\gamma(\sigma_0)| \sigma' \sqrt{\pi} e^{-\pi^2 \frac{\sigma'^2}{2} \sigma^2} \cos 2\pi \sigma \sigma_0$$

Le signal obtenu est sinusoïdal en fonction de σ , de fréquence σ_0

Son amplitude est multipliée par la T.F. de la loi de filtrage $f(\sigma)$ ici une fonction de Gauss.

L'amplitude diminue lorsque la différence de marche augmente.

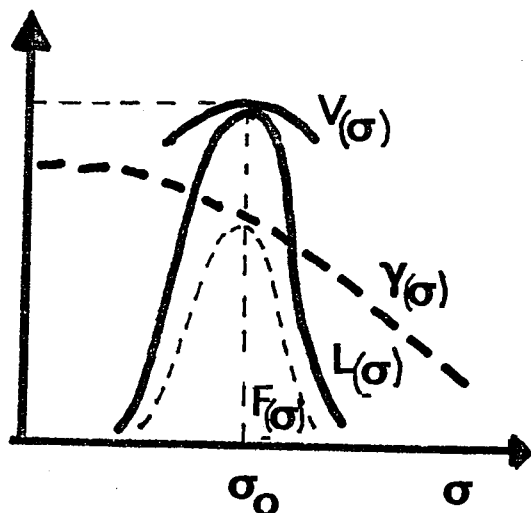


Fig. III 12

La figure III.I4 représente encore l'allure de la variation de $\zeta(t)$ en fonction du temps (∂ fonction linéaire de t).

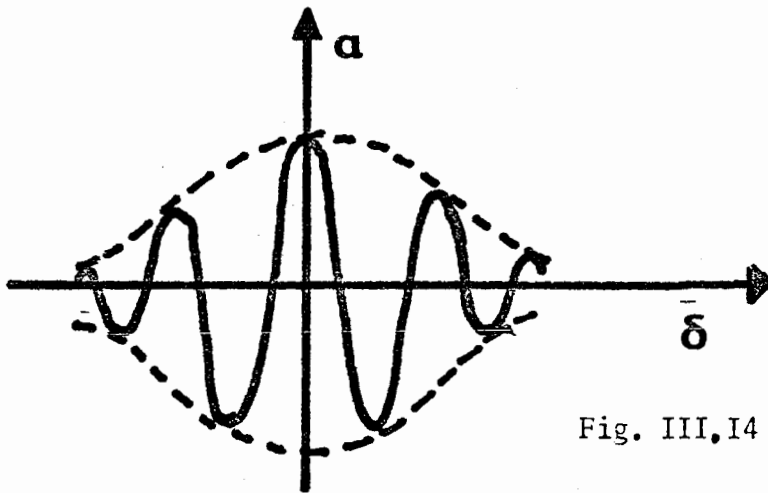


Fig. III.I4

Il est à noter que l'amplitude maximale ($\partial=0$) est proportionnelle à $|\gamma_s(M_1, M_2, 0)|$ calculée pour $\sigma = \sigma_0$.

En toute rigueur, il faut faire intervenir la variation de γ_s avec σ et cela d'autant plus que la pente à la courbe représentant $\gamma_s = f(\sigma)$ est rapide; ce qui se

produit lorsqu'on détermine la séparation $S_1 S_2$ qui conduit au minimum de modulation du signal. Il est indispensable, pour effectuer le calcul, de connaître alors les variations du facteur de visibilité relative $V(\sigma)$ et de la courbe d'émission spectrale de la source compte tenu du filtre qui peut être utilisé lors de la mesure.

B) Atmosphère turbulente.

Nous supposons que pour la bande spectrale utilisée $\Delta\phi_1, \Delta\phi_2, |\gamma_A|, \beta_{1,2}$ sont indépendants de σ mais dépendants du temps.

$$\zeta = \sqrt{\Delta\phi_1} \sqrt{\Delta\phi_2} |\gamma_0| |\gamma_A| \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} f(\sigma) \delta(\sigma - \sigma_0) \cos(2\pi\sigma + \beta_{1,2}) d\sigma$$

$$\zeta = \sqrt{\Delta\phi_1} \sqrt{\Delta\phi_2} |\gamma_s(\sigma_0)| |\gamma_A(M_1, M_2, 0)| \{ A \cos \beta_{1,2} \cdot \cos 2\pi \nu_0 \partial - B \cdot$$

$$\zeta = \sqrt{\Delta\phi_1} \sqrt{\Delta\phi_2} |\gamma_s(\sigma_0)| |\gamma_A(M_1, M_2, 0)| C \cos(2\pi \nu_0 \partial - \varphi) \} \sin(\beta_{1,2}) \sin 2\pi \nu_0 \partial$$

A est la transformée de Fourier en cosinus de $f(\sigma)$

B est la transformée de Fourier en sinus de $f(\sigma)$.

Le signal reste sinusoïdal en fonction de ∂ ou du temps mais son amplitude est multipliée par un terme fonction du temps et il s'introduit un terme de phase φ fluctuant.

III - 6 - INFLUENCE DES DEFAUTS DE SURFACAGE.

III - 6 - I - Micro défauts de surface.

Cette étude est entreprise dans le cas où l'atmosphère est homogène.

L'interféromètre est supposé être un dédoubleur achromatique. Les deux ondes qui émergent d'un interféromètre parfait éclairé par une onde plane sont deux ondes planes. En réalité, les miroirs ne sont pas rigoureusement plans, l'homogénéité de la matière constituant la séparatrice n'est pas parfaite. L'onde transmise présente, par rapport à l'onde idéale, des déformations locales (fig. III.I5).

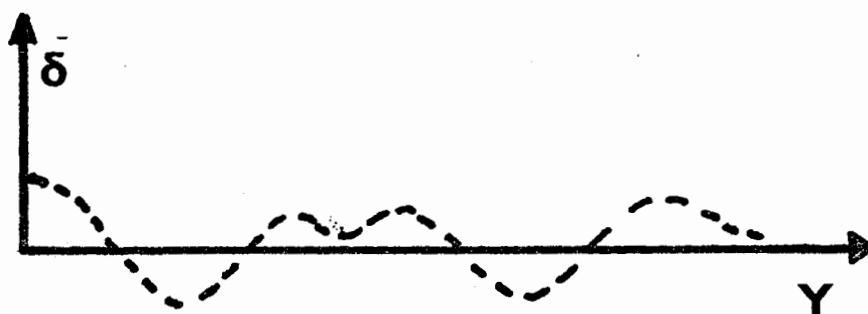


Fig. III.I5

Pour une longueur d'onde donnée, on n'obtient pas, lorsqu'on cherche à régler l'interféromètre en teinte plate, un champ de luminance uniforme, mais des zones lumineuses de formes et d'intensités variables. Pour étudier l'influence des défauts des surfaces d'onde transmises sur "l'interférogramme", nous utilisons une méthode semblable à celle employée par R. Chabbal pour l'étude de l'influence des défauts de surfacage d'un étalon Fábry-Perot.

A une surface d'onde incidente sur l'interféromètre, correspond dans l'espace image, deux ondes émergentes théoriquement planes et qui présentent entre elles une différence de marche ∂_0

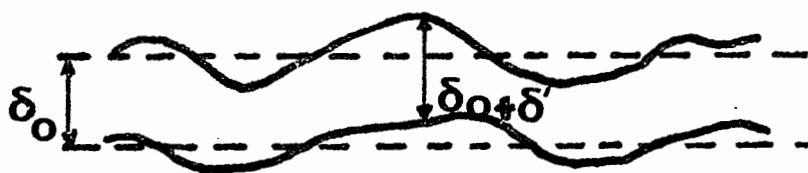


Fig. III I6

En un point quelconque du champ, la différence de marche a pour valeur

$$\partial = \partial_0 + \partial' \quad (\text{fig. III.I6})$$

Soit dS l'aire de la portion de la surface d'onde émergente pour laquelle la différence

de marche garde une valeur à peu près constante ∂_1 ; $\partial_0 + \partial' < \partial_1 < \partial_0 + \partial' + d\partial'$

L'état d'interférences est à peu près le même pour l'ensemble des différents points de l'aire dS . L'interférogramme en fonction de ϑ a pour expression

$$\xi(\vartheta) = K |\chi_s(\sigma_0)| \int_{-\infty}^{+\infty} f(\sigma) \otimes \vartheta(\sigma - \sigma_0) \cos 2\pi \sigma \vartheta d\sigma$$

$f(\sigma)$ est la fonction précédemment définie que l'on suppose réelle et paire.

Sa transformée de Fourier $\mathcal{F}(\vartheta)$ est réelle

$$\xi(\vartheta) = K |\chi_s(\sigma_0)| \mathcal{F}(\vartheta) \cos 2\pi \sigma_0 \vartheta$$

Pour l'ensemble des points de l'aire dS le flux est $d\zeta_1$

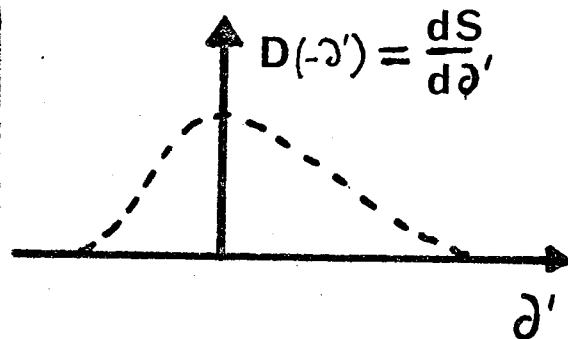


Fig. III.17

$$d\zeta_1 = K |\chi_A(\sigma_0)| \mathcal{F}(\vartheta_0 + \vartheta') \cos 2\pi \sigma_0 (\vartheta_0 + \vartheta') d\vartheta'$$

Les déformations des ondes transmises sont caractérisées par une fonction

défaut $D(-\vartheta') = \frac{dS}{d\vartheta'}$, fig. III.17.

Le signal global fourni par la pupille entière est la somme des réponses partielles des interféromètres élémentaires d'aire dS qui constituent la pupille entière.

$$\zeta_1(\vartheta_0) = K |\chi_s(\sigma_0)| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\vartheta_0 + \vartheta') \cos 2\pi \sigma_0 (\vartheta_0 + \vartheta') D(-\vartheta') d\vartheta'$$

Posons $\vartheta_0 + \vartheta' = \vartheta$

$$\zeta_1(\vartheta_0) = K |\chi_s(\sigma_0)| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\vartheta) \cos 2\pi \sigma_0 \vartheta D(\vartheta_0 + \vartheta) d\vartheta$$

$\zeta_1(\vartheta)$ est le produit de convolution entre la réponse fournie par l'instrument parfait (fonction d'appareil théorique) et la fonction caractéristique des défauts des ondes transmises par l'interféromètre.

$$\zeta_1(\vartheta) = \zeta(\vartheta) \otimes D(\vartheta)$$

Le spectre de $\zeta_1(\vartheta)$ est $K |\chi_s(\sigma_0)| f(\sigma) \otimes \vartheta(\sigma - \sigma_0) \hat{D}(\vartheta)$

$\hat{D}$ étant la transformée de Fourier de $D(\vartheta)$

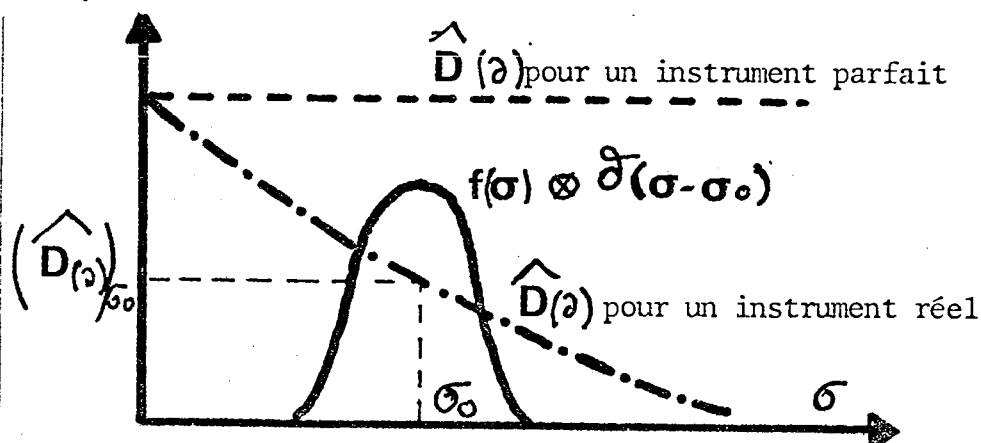


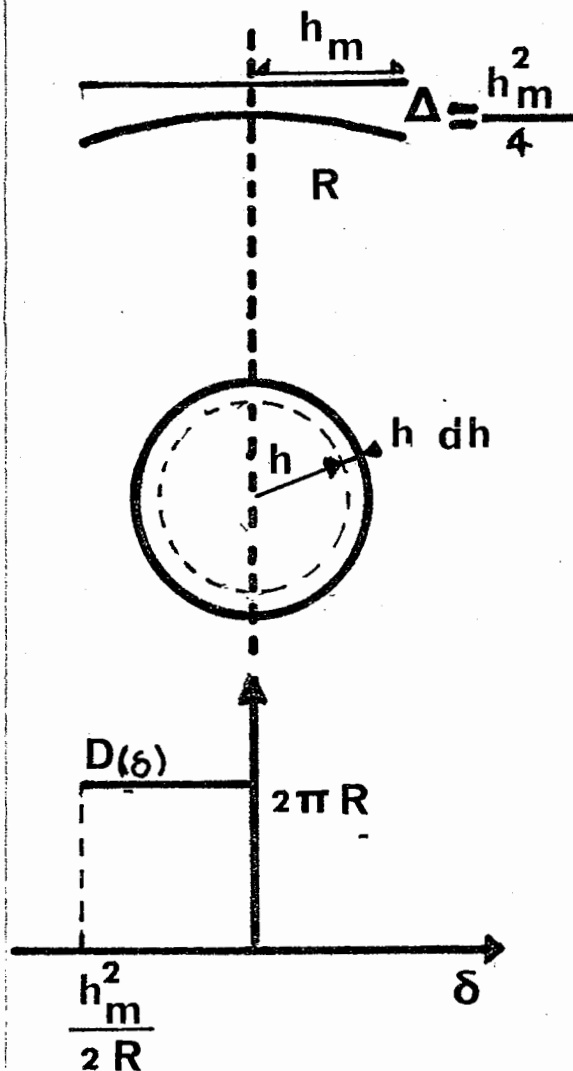
Fig. III.18

Lorsque l'instrument est parfait $D(\vartheta)$ est constant. Le signal obtenu est sinusoïdal mais son amplitude diminue.

III - 6 - 2- DEFAUTS GEOMETRIQUES DE LA FORME GENERALE DE LA SURFACE D'ONDE.

Outre les défauts précédents, les miroirs présentent des altérations de la forme générale des surfaces : défauts caractérisés par l'écart normal Δ que présente l'onde réelle par rapport à l'onde de référence plane. Au terme Δ est associée une fonction $D(\delta)$. Connaissant $\widehat{D(\delta)}$, il est possible de calculer l'affaiblissement de modulation de l'interférogramme.

Exemple : Une des deux ondes de l'interféromètre est plane, l'autre sphérique de rayon R (fig. III.19)



$$\Delta = \frac{h^2}{2R}; \quad dS = 2\pi R dh;$$

$$d\delta' = d\Delta = \frac{h dh}{R}; \quad \frac{dS}{d\delta'} = 2\pi R$$

(La différence de marche introduite $\delta' = \Delta$)

La fonction défaut D est une fonction rectangulaire centrée en $\delta = -\frac{\delta_m}{2} = -\frac{h_m^2}{4R}$

$$D = 2\pi R \delta_m \frac{1}{\delta_m} \text{Rect}\left(\frac{\delta}{\delta_m}\right) \otimes \left(\delta + \frac{h_m^2}{4R}\right)$$

qui admet pour transformée de Fourier $\widehat{D(\delta)}$

$$\widehat{D(\delta)} = 2\pi R \delta_m \text{sinc} \pi \delta_m \delta e^{-j \frac{2\pi h_m^2}{4R} \delta}$$

Le spectre de $\widehat{D(\delta)}$ est alors

$$K |\chi_s(\sigma_0)| f(\sigma) \otimes \delta(\sigma - \sigma_0) \widehat{D(\delta)}$$

En admettant que $\widehat{D(\delta)}$ reste constant dans l'espace spectral considéré ; le spectre est atténué par la valeur $\widehat{D(\delta_0)}$

Lorsque l'interféromètre est éclairé en lumière quasi-monochromatique de nombre d'onde σ_0 le signal n'est plus modulé pour $\text{sinc} \pi \delta_m \sigma_0 = 0$

$$\pi \delta_m \sigma_0 = \pi; \quad \delta_m \sigma_0 = 1; \quad \frac{h_m^2}{2R} = \frac{1}{\sigma_0}$$

ce qui correspond à $\Delta_m = \lambda_0$

Lorsque l'écart normal est de une longueur d'onde au bord de l'onde le signal n'est plus modulé.

III - 6 - 3- DEFAUTS DE REGLAGE DE L'INTERFEROMETRE.

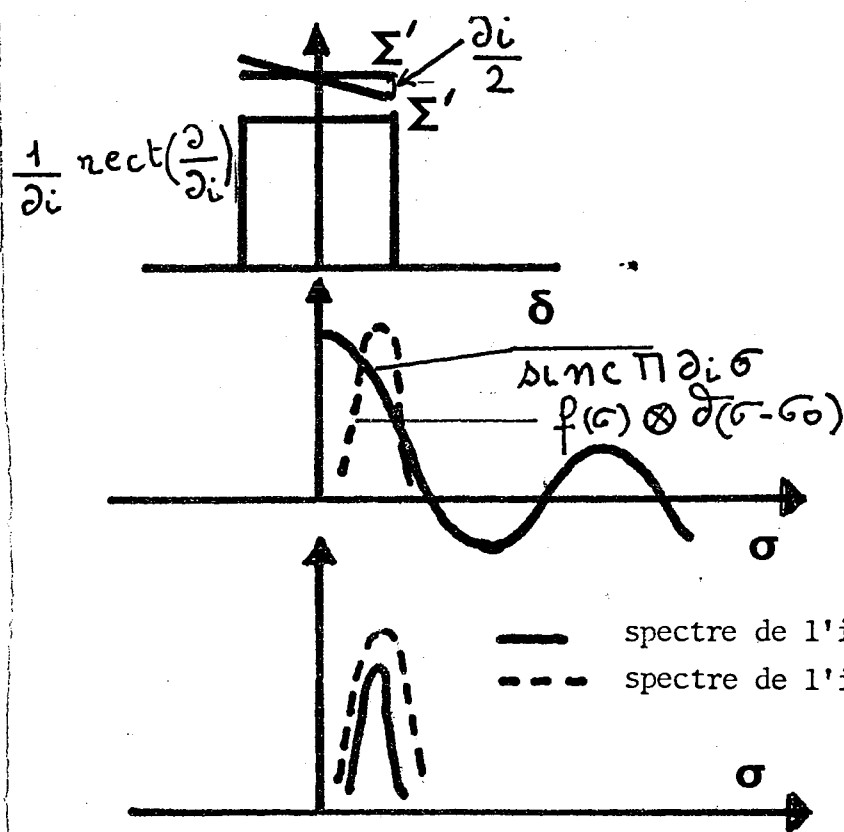
Les deux surfaces d'ondes émergentes sont planes, mais font entre elles un petit angle. La fonction défaut est une fonction rectangulaire ; (δ_0 représente la différence de marche maximale) dans le cas où l'interféromètre est à pupille rectangulaire (fig. III 20).

Le spectre est $K |\chi_2(\sigma_0)| f(\sigma) \otimes \mathcal{D}(\sigma - \sigma_0) |\sin \pi \sigma \partial_i|$

L'énergie modulée est encore affaiblie par la valeur $\text{sinc} \pi \sigma_0 \partial_i$

En lumière quasi-monochromatique de nombre d'onde σ_0 le signal n'est plus modulé lorsque $\text{sinc} \pi \sigma_0 \partial_i = 0$, c'est-à-dire pour $\partial_i = \frac{1}{\sigma_0} = \lambda_0$

On obtient alors dans la pupille un réseau de franges d'égale épaisseur dont l'interfrange a pour valeur le diamètre de la pupille.



On intègre la variation du flux sur un interfrange et, quelle que soit la position des franges, on obtient la même valeur du signal. Les défauts de la réalisation de l'interféromètre, défauts de polissage, défauts de réglage conduisent à une

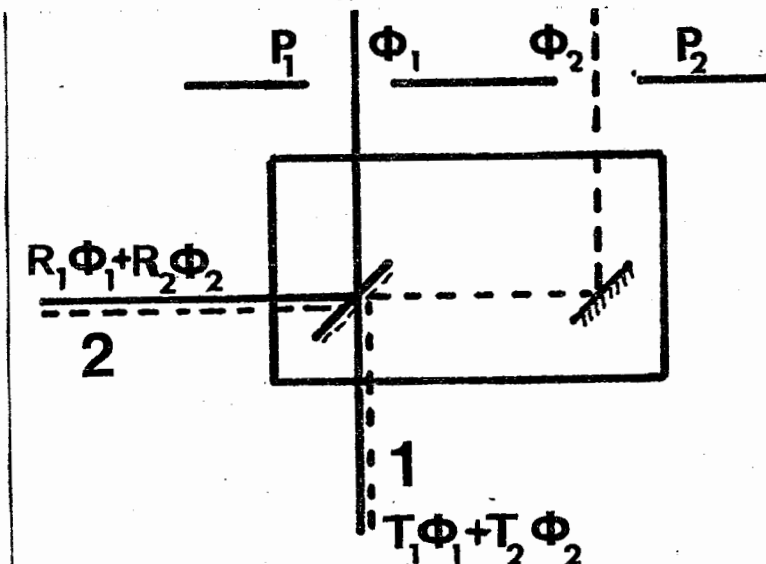
Fig. III.20

diminution de la profondeur de modulation du signal. Le calcul complet ne peut être fait qu'en connaissant exactement les fonctions défauts, ce qui est pratiquement impossible. Mais, par contre, il est possible de déterminer expérimentalement la perte de profondeur de modulation due aux défauts de l'instrument et d'en tenir compte au cours des mesures. Le spectre du signal est multiplié par un coefficient constant pour un état expérimental donné.

III - 7 - DETECTION DU SIGNAL.

III - 7 - I Détection par différence et filtrage.

Les flux Φ_1 et Φ_2 traversent les pupilles d'entrée P_1 et P_2 de l'interféromètre. La lumière issue de la pupille P_1 ou P_2 émerge partiellement par les sorties 1 et 2. Appelons T_1 et T_2 les facteurs de transmission entre les pupilles P_1 et P_2 et la sortie 1, R_1 et R_2 , les facteurs de transmission entre les pupilles P_1 et P_2 et la sortie 2 (fig. III.2I).



En admettant que les quatre facteurs de transmission sont égaux, le signal électrique S délivré par l'un des détecteurs est :

Fig. III 2I

$$S_1 = k [\Phi_1 + \Phi_2 + 2\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2}|\gamma_s||\gamma_A(M, M_2 0)|\cos(2\pi\partial\sigma + \alpha_{12} + \beta_{12})]$$

L'information recherchée est portée par l'amplitude du terme sinusoïdal du signal en fonction de la différence de marche ∂ , c'est-à-dire en fonction du temps lorsque ∂ est une fonction linéaire du temps. Mais le terme $\Phi_1 + \Phi_2$ est, du fait de la scintillation, un terme modulé en fonction temps que nous éliminons en soustrayant du signal S_1 la réponse S_2 d'un deuxième détecteur identique au premier et en recevant le flux issu de l'interférogramme complémentaire (déphasé de π).

Pour que le terme fluctuant $\Phi_1 + \Phi_2$ disparaisse du signal différence, il est nécessaire que les facteurs de transmission T_1 , T_2 , R_1 , R_2 satisfassent à des relations bien précises.

$$\text{Le signal } S_1 = k (\Phi_1 T_1 + \Phi_2 T_2 + \dots)$$

$$S_2 = k (\Phi_1 R_1 + \Phi_2 R_2 + \dots)$$

$$\text{Le signal différence } S_1 - S_2 = k [\Phi_1 (T_1 - R_1) + \Phi_2 (T_2 - R_2) + \dots]$$

Le terme sinusoïdal est séparé lorsque $T_1 = R_1$; $T_2 = R_2$. L'expérience nous a montré que la réalisation rigoureuse de cette condition n'est pas aisée pour les deux directions de polarisations de la lumière naturelle et un ensem-

ble de vibrations lumineuses dont l'étendue spectrale est importante, à cause de la présence, dans l'interféromètre, d'une lame mélangeuse semi-réfléchissante.

En supposant $T_1 - R_1 = T_2 - R_2 = G$ coefficient faible mais non nul, le signal, le signal différence $S_1 - S_2$ a pour valeur

$$S_1 - S_2 = k \left[G(\phi_1 + \phi_2) + 2K \sqrt{\phi_1} \sqrt{\phi_2} |\gamma_S| |\gamma_A| \cos(2\pi \partial \sigma + \alpha_{12} + \beta_{12}) \right]$$

Le signal différence est constitué par la somme du terme sinusoïdal intéressant $2K \sqrt{\phi_1} \sqrt{\phi_2} |\gamma_S| |\gamma_A| \cos(2\pi \partial \sigma + \alpha_{12} + \beta_{12})$ et d'un terme parasite $G(\phi_1 + \phi_2)$ qui sera d'autant plus gênant que l'amplitude du terme principal est faible.

ϕ_1 et ϕ_2 sont des variables aléatoires indépendantes mais de même densité spectrale d'énergie. Supposons que la loi de variation de la différence de marche apportée par la modulation interne de l'interféromètre (lame oscillante) soit linéaire en fonction du temps, $\partial \sigma = \nu_0 t$

La densité spectrale du signal différence est représentée sur la figure III.22

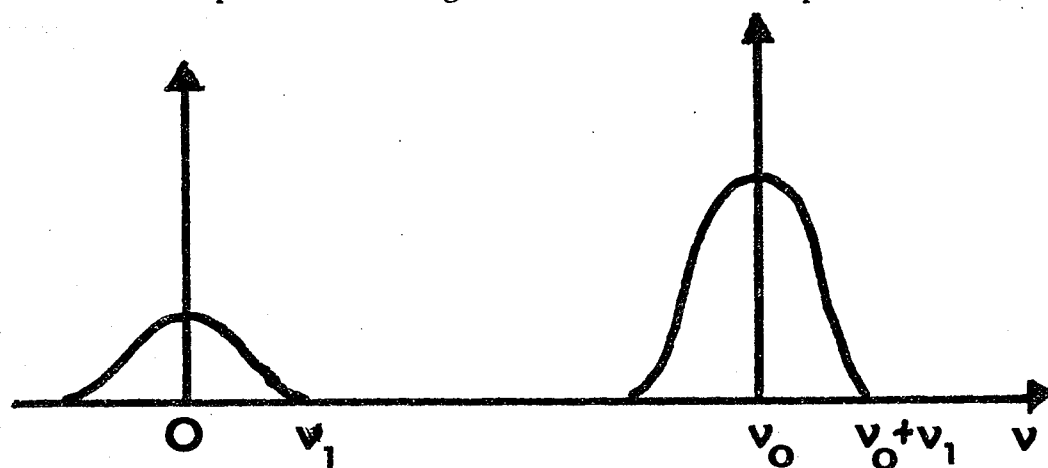


Fig. III.22

Le terme parasite est éliminé par filtrage électrique à condition que la fréquence ν_0 soit assez élevée pour que les deux termes ne s'enchevêtrent pas. S'il n'en est pas ainsi, les deux termes participent au signal détecté et le signal $S_1 - S_2$ ne s'annulera jamais, même lorsque $|\gamma_S|$ est nul, ce qui constitue l'un des critères de mesure du diamètre apparent que nous avons retenu.

III - 7 - 2 Influence d'un déphasage différent de π introduit par la séparatrice.

Les facteurs de transmission des deux voies sont égaux, les photomultiplicateurs ont même gain; en lumière monochromatique, la différence de phase introduite par la séparatrice entre les amplitudes réfléchiée et transmise est $\pi - 2\varepsilon$.

Les réponses des deux détecteurs sont

$$S_1 = k (\Phi_1 + \Phi_2 + 2\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\chi_s| |\chi_A(M_1 M_2 \theta)| \cos(2\pi\Delta\sigma + \psi + \epsilon))$$

$$S_2 = k (\Phi_1 + \Phi_2 - 2\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\chi_s| |\chi_A(M_1 M_2 \theta)| \cos(2\pi\Delta\sigma + \psi + \epsilon))$$

L'interférogramme a pour expression

$$\mathcal{I} = 2k\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\chi_s| |\chi_A(M_1 M_2 \theta)| \cos \epsilon \cos(2\pi\Delta\sigma + \psi)$$

L'amplitude de modulation (multipliée par $\cos \epsilon$) est légèrement diminuée.

L'erreur, du deuxième ordre par rapport à ϵ est négligeable.

III - 7 - 3 Influence d'une différence de la valeur des gains des détecteurs. (cas d'un interféromètre photométriquement équilibré)

Les photomultiplicateurs sont supposés avoir même réponse S_0 pour un flux lumineux Φ_0 pris pour référence mais des gains différents.

A un flux $\Phi_1 = \Phi_0 + \Phi'$, la réponse S_1 du premier détecteur est $S_1 = S_0 + g_1 \Phi'$.
Et celle du deuxième détecteur: $S_2 = S_0 + g_2 \Phi'$; g_1 et g_2 désignent les gains des deux détecteurs.

En écrivant que :

$$\Phi_1 = \Phi_0/2 + \Phi'_1$$

$$\Phi_2 = \Phi_0/2 + \Phi'_2$$

Les réponses des détecteurs sont

$$S_1 = S_0 + g_1(\Phi'_1 + \Phi'_2) + \dots$$

$$S_2 = S_0 + g_2(\Phi'_1 + \Phi'_2 + \dots)$$

et le signal de différence

$$\mathcal{S} = (g_1 - g_2)(\Phi'_1 + \Phi'_2) + \dots$$

Il réapparaît un terme parasite qui a même densité spectrale à un coefficient près que Φ_1 ou Φ_2 . Ce terme ne peut être éliminé que par filtrage électrique.

III - 8 - REALISATION DE LA MODULATION INTERNE.

III - 8 - I Utilisation d'une lame oscillante.

Deux lames à faces planes et parallèles identiques L_1 et L_2 inclinées à 45° sur les faisceaux lumineux qui les traversent sont placés sur chaque bras de l'interféromètre (fig. III, 23)

Une des lames, L_1 par exemple, oscille autour de la position, où elle est parallèle à L_2 . Le déplacement de la lame mobile est assuré par une came excentrée entraînée par un moteur synchrone.

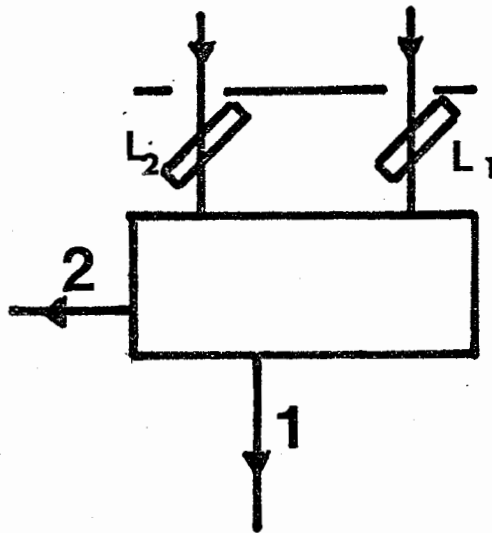


Fig. III 23

La fréquence de modulation du signal est relativement basse (100 cycles environ). Cette méthode n'est applicable que dans

le cas où le terme parasite $(\phi_1 + \phi_2)G$ est fortement réduit par différence des signaux issus des deux champs d'interférences complémentaires.

Le rôle du modulateur que nous venons de décrire est triple :

- Moduler le signal
- Décrire l'interférogramme : la différence de marche varie de $-\Delta_0$ à $+\Delta_0$ *
- Balayer la source par la frange centrale de différence de marche nulle.

III - 8 - 2 Utilisation d'un miroir vibrant.

La méthode précédente ne convient plus dès que l'équilibrage photométrique de l'interféromètre n'est plus parfait.

Une valeur élevée de la fréquence de modulation est obtenue en adjoignant sur l'un des deux faisceaux de l'interféromètre un miroir vibrant qui introduit une différence de marche faible, de variation sinusoïdale en fonction du temps. La fréquence de vibration du miroir est de quelques kilocycles.

Sur la figure III.24 est tracé l'interférogramme $I = f(\Delta)$

Au temps t on stationne à une valeur donnée Δ_M de la différence de marche. On introduit une variation de la différence de marche comprise entre $\Delta_M - d\Delta$ et $\Delta_M + d\Delta$. Le terme d'interférences est modulé autour de la valeur moyenne. Utilisant un amplificateur à détection synchrone piloté par le même générateur de signaux que le modulateur de phases,

* On rattrape ainsi les fluctuations de positions de la source dues aux erreurs de guidage ou à la réfraction atmosphérique.

on mesure la valeur I_M débarrassée du terme parasite proportionnel à $\phi_1 - \phi_2$. Le balayage de l'interférogramme est encore confié à la lame oscillante mais ce balayage doit être très lent.

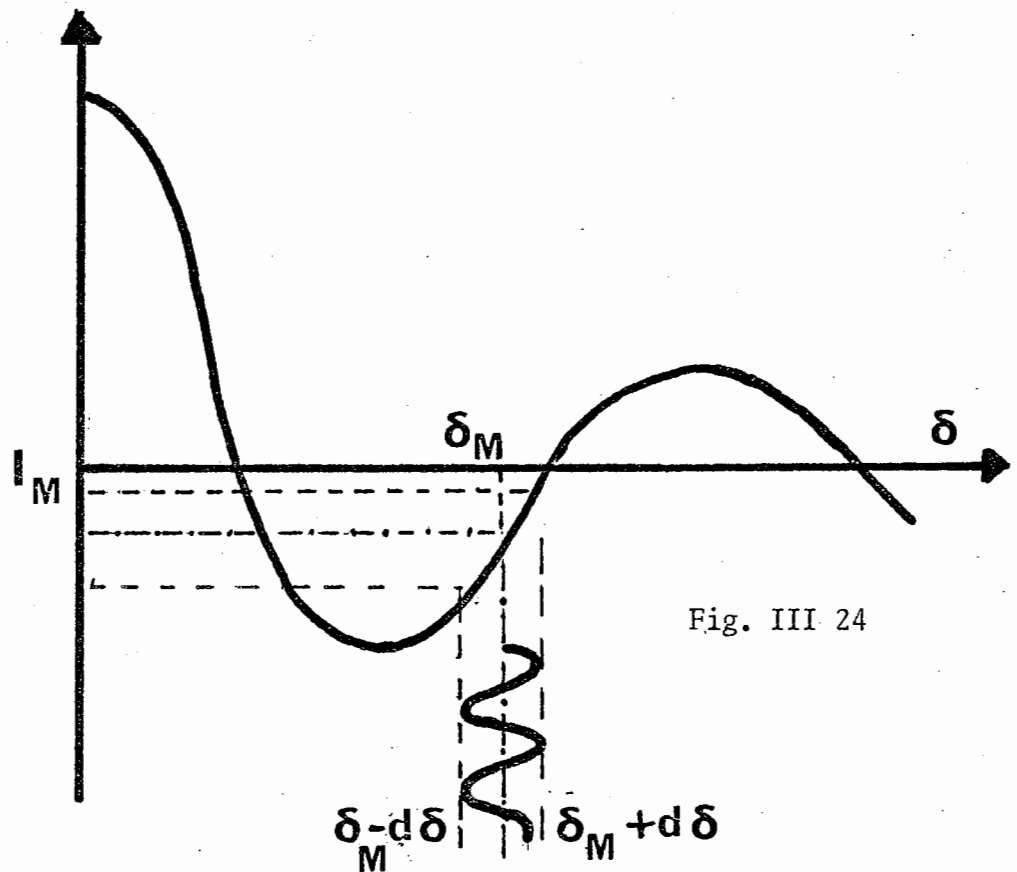


Fig. III 24

Cette technique de détection a été utilisée avec succès en spectrométrie par transformée de Fourier par P. Connes et ses collaborateurs. Nous en rappellerons pour mémoire les principaux résultats. [12]

L'interféromètre éclairé par une radiation de nombre d'onde σ n'est pas photométriquement équilibré. Le signal reçu par un détecteur au temps t est

$$\xi = A(\phi_2 - \phi_1) + KL(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\vartheta + k\lambda_0 \cos \omega t) + \psi] d\sigma$$

$k\lambda_0$ est l'amplitude de la variation de chemin optique introduite par le miroir qui vibre avec la pulsation ω . Au voisinage immédiat du temps t , la différence de marche ϑ conserve la valeur ϑ_M et ψ , différence de phase introduite par l'atmosphère, est constante. Le deuxième terme est modulé en fonction du temps. Son amplitude de modulation est

$$A = \frac{I_{\text{MAX}} - I_{\text{MIN}}}{2} = KL(\sigma) \sin(2\pi\sigma\vartheta_M + \psi) \sin 2\pi\sigma k\lambda_0 d\sigma$$

$$A = KL(\sigma) \sin(2\pi\sigma\vartheta + \psi) \sin 2\pi\sigma k\lambda_0 d\sigma$$

et la valeur moyenne du signal

$$\bar{I}_m = \frac{I_{\text{MAX}} + I_{\text{MIN}}}{2} = KL(\sigma) \cos(2\pi\sigma\vartheta + \psi) \cos 2\pi\sigma k\lambda_0 d\sigma$$

Pour une radiation de longueur d'onde $\sigma_0 = \frac{1}{\lambda_0}$ (radiation de même longueur d'onde que la longueur d'onde de réglage) l'amplitude de modulation est maximale pour $k = \frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \dots$ c'est-à-dire lorsque le déplacement du miroir vibrant est $\frac{\lambda_0}{4}$; $\frac{3\lambda_0}{4}$ etc. Le signal obtenu n'est plus $\cos(2\pi\sigma_0\sigma + \varphi)$ mais $\sin(2\pi\sigma_0\sigma + \varphi)$

Prenons une amplitude de $\frac{\lambda}{4}$ pour le déplacement du miroir. Le signal $\xi(\sigma_M t)$ a pour valeur

$$\xi(\sigma_M t) = A(\phi_2 - \phi_1) + K L(\sigma) \cos(2\pi\sigma(\sigma_M + \frac{\lambda_0}{4} \cos \omega t) + \varphi) d\sigma$$

$$\xi(\sigma_M t) = A(\phi_2 - \phi_1) + K L(\sigma) \left[\cos(2\pi\sigma\sigma_M + \varphi) \cos \frac{2\pi\sigma\lambda_0}{4} \cos \omega t \right] d\sigma$$

$$- K L(\sigma) \left[\sin(2\pi\sigma\sigma_M + \varphi) \sin \frac{2\pi\sigma\lambda_0}{4} \cos \omega t \right] d\sigma$$

expression qui se développe en série de Fourier

$$\xi(\sigma_M t) = A(\phi_2 - \phi_1) + K L(\sigma) \cos(2\pi\sigma\sigma_M + \varphi) \left[J_0\left(\frac{\pi\sigma\lambda_0}{2}\right) - 2J_2\left(\frac{\pi\sigma\lambda_0}{2}\right) \cos 2\omega t + \dots \right] d\sigma$$

$$- K L(\sigma) \sin(2\pi\sigma\sigma_M + \varphi) \left[2J_1\left(\frac{\pi\sigma\lambda_0}{2}\right) \cos \omega t - 2J_3\left(\frac{\pi\sigma\lambda_0}{2}\right) \cos 3\omega t + \dots \right] d\sigma$$

Après détection synchrone du signal à la pulsation ω , on a une réponse

$$\xi' = K L(\sigma) 2J_1\left(\frac{\pi\sigma\lambda_0}{2}\right) \sin(2\pi\sigma\sigma_M + \varphi) d\sigma$$

et à la pulsation 2ω , la réponse

$$\xi' = K L(\sigma) 2J_2\left(\frac{\pi\sigma\lambda_0}{2}\right) \cos(2\pi\sigma\sigma_M + \varphi) d\sigma$$

où J_1 et J_2 sont des fonctions de Bessel d'ordre 1 et 2.

Le "terme parasite" est complètement disparu à la condition que la composante de la scintillation atmosphérique sur la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ soit nulle. ce qui est le cas si ω est supérieur à 2π kilocycles.

CHAPITRE IV.

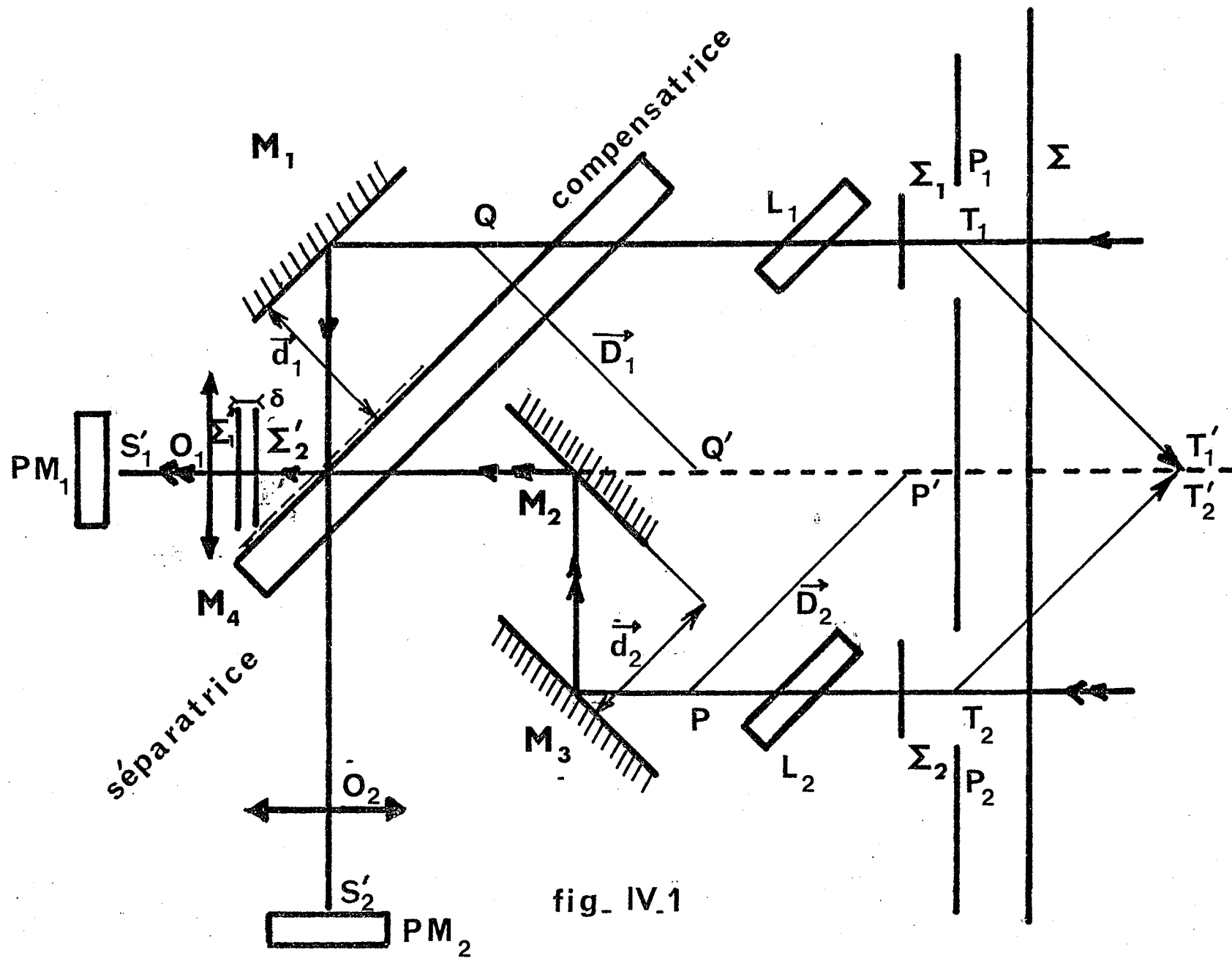
ETUDE D'UN INTERFEROMETRE STELLAIRE.

IV- I Réalisation d'un dédoubleur par translation.

IV- I - 1 Principe.

Une étude générale de la luminosité des interféromètres à dédoublement par translation a été faite par G. Fortunato (16). De notre côté, nous avons proposé les solutions suivantes (14) (17).

Sur l'onde incidente Σ sont prélevés deux éléments Σ_1 et Σ_2 par les diaphragmes identiques P_1 et P_2 (IV-1). Le rayon lumineux $T_1M_1M_4$ est réfléchi par les miroirs plans M_1 et M_4 et transmis par la séparatrice M_4 . Les miroirs M_1 et M_4 sont parallèles. Le rayon T_1M_1 est déplacé par une translation d'amplitude $\vec{D}_1 = 2 \vec{d}_1$; $\vec{d}_1$, vecteur perpendiculaire aux miroirs M_1 et M_4 dont le module est la distance des miroirs M_1 et M_4 . De même, le rayon T_2M_3 subit une translation de module $\vec{D}_2 = 2 \vec{d}_2$ (le module d_2 est la distance des miroirs M_2 et M_3 : d_1 et d_2 sont choisis de façon que les rayons incidents T_1M_1 et T_2M_3 se superposent à la sortie de l'appareil. Les chemins optiques $T_1M_1M_4 \Sigma'_1$ et $T_2M_3M_2 \Sigma'_2$ présentent entre eux une différence de marche δ qui est rendue aussi achromatique que possible en interposant sur le trajet T_1M_1 une compensatrice usinée dans le même verre que la séparatrice. Séparatrice et compensatrice sont constituées par une même lame. La différence de marche δ est annulée pour une distance T_1T_2 donnée par un choix judicieux de d_1 et d_2 . C'est aux foyers des objectifs O_1 et O_2 que sont observés les deux champs d'interférences complémentaires (différence de marche de Π introduite à la réflexion sur la séparatrice M_4). Les détecteurs linéaires identiques sont placés en S'_1 et S'_2 .



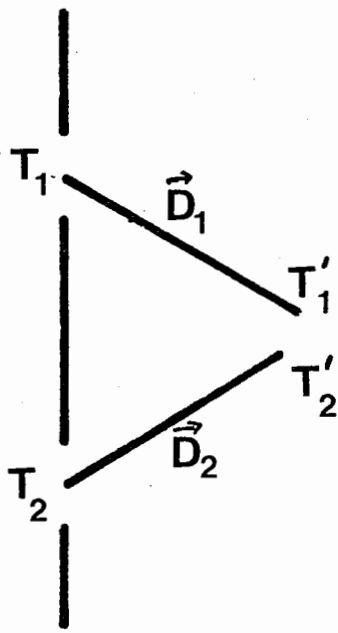


Fig. IV 2

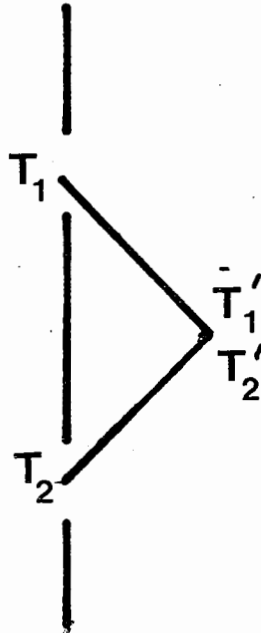


Fig. IV 3

translations $\vec{2d_1}$ et $\vec{2d_2}$. Les points T_1 et T_2 sont déduits l'un de l'autre par la translation constante $\vec{T_1 T_2}$ indépendante de la position du point T' . A une surface d'onde plane Σ parallèle à $\vec{T_1 T_2}$ correspondent deux

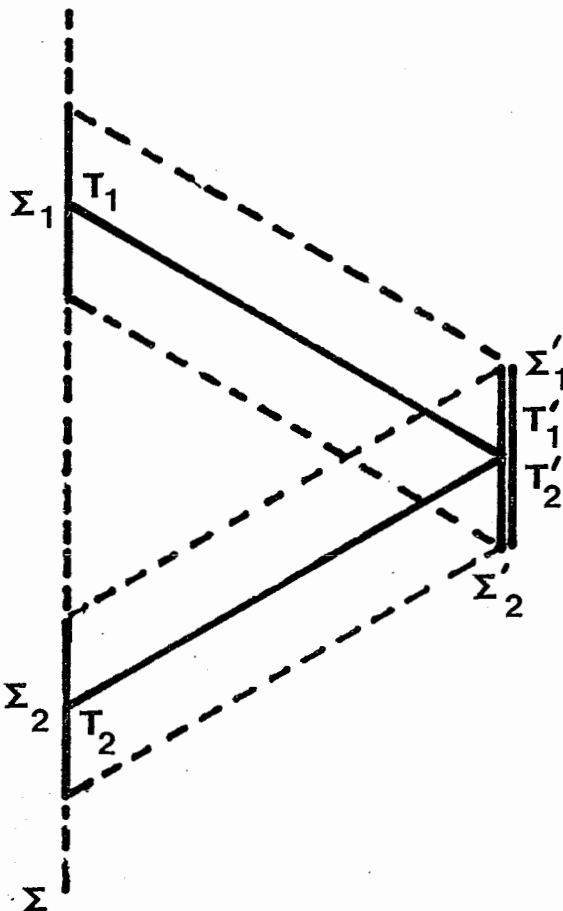


Fig. IV 4

L'interféromètre que nous venons d'étudier constitue un dédoubleur géométriquement achromatique. Le point T'_1 est déduit du point T_1 de l'onde Σ par la translation $\vec{T_1 T'_1} = \vec{D_1} = \vec{2d_1}$; T'_2 est déduit de T_2 par la translation $\vec{T_2 T'_2} = \vec{D_2} = \vec{2d_2}$ (fig. IV.2). Pour régler l'interféromètre à la teinte plate et obtenir une différence de marche nulle T'_1 et T'_2 sont confondus et les chemins optiques égaux (fig. IV -3). A tout point T' de l'espace image (fig. IV 4) correspondent deux points de l'espace objet T_1 et T_2 issus de T' par les

translations $\vec{2d_1}$ et $\vec{2d_2}$. Les points T_1 et T_2 sont déduits l'un de l'autre par la translation constante $\vec{T_1 T_2}$ indépendante de la position du point T' . A une surface d'onde plane Σ parallèle à $\vec{T_1 T_2}$ correspondent deux éléments d'onde image Σ'_1, Σ'_2 parallèles et présentant une différence de marche nulle, c'est-à-dire confondus. Pour toute autre direction incidente, les ondes émergentes restent parallèles entre elles. On obtient encore un phénomène d'interférences en teinte plate, mais la différence de marche ne demeure pas nulle. Une surface d'onde X_0 est prise comme onde de référence (fig. IV 5). Elle passe par les points T_1 et T_2 et est perpendiculaire au plan de symétrie de l'interféromètre. Une surface d'onde X' de direction voisine passe par T_2 . La direction du rayon incident $T_1 Z'$ perpendiculaire à X' est définie par α et β (fig. IV 6).

TZ est la direction normale à X_0 . Le dédoubleur donne de la surface d'onde X' deux éléments X''_1 et X''_2 (fig. IV 5) rigoureusement parallèles entre eux. Le chemin optique $\Delta = T'_1 T'_3$ est égal au chemin $T_1 T_3$ compté sur la normale à l'onde X' ; $\Delta = T_1 T_3 \alpha$.

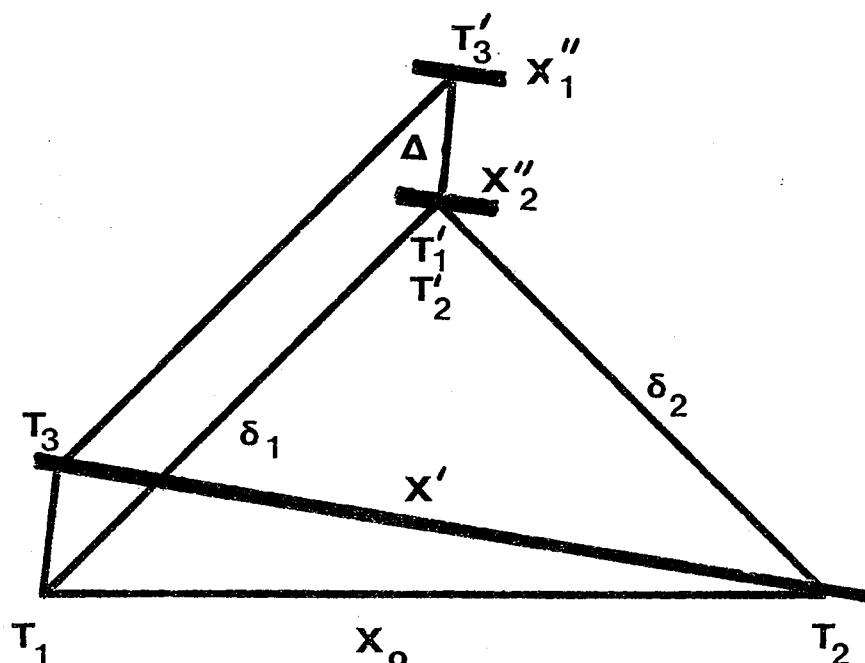


Fig. IV 5

La différence de marche devient rapidement importante avec la composante α et est indifférente à β . Pour $T_1 T_2 = 1\text{m}$; $\alpha = 2''$; $\Delta = 20\lambda$ pour $\lambda = 0,5\mu\text{m}$

Interférences en lumière naturelle.

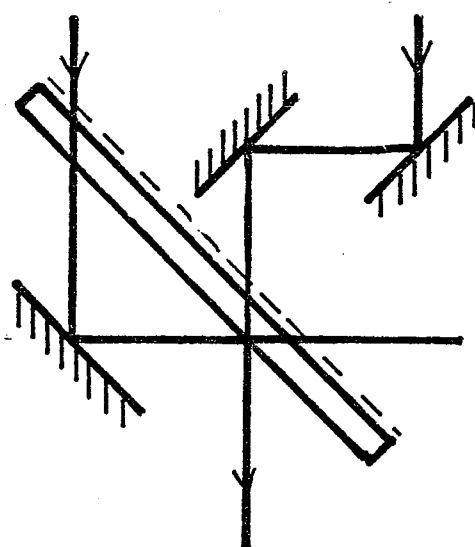


Fig. IV 7

Ce montage (fig. IV 7) ne possède pas une symétrie physique rigoureuse mais fournit des franges en lumière blanche d'excellent contraste, que la séparatrice soit une lame multicouches diélectriques ou une lame en aluminium semi-transparente.

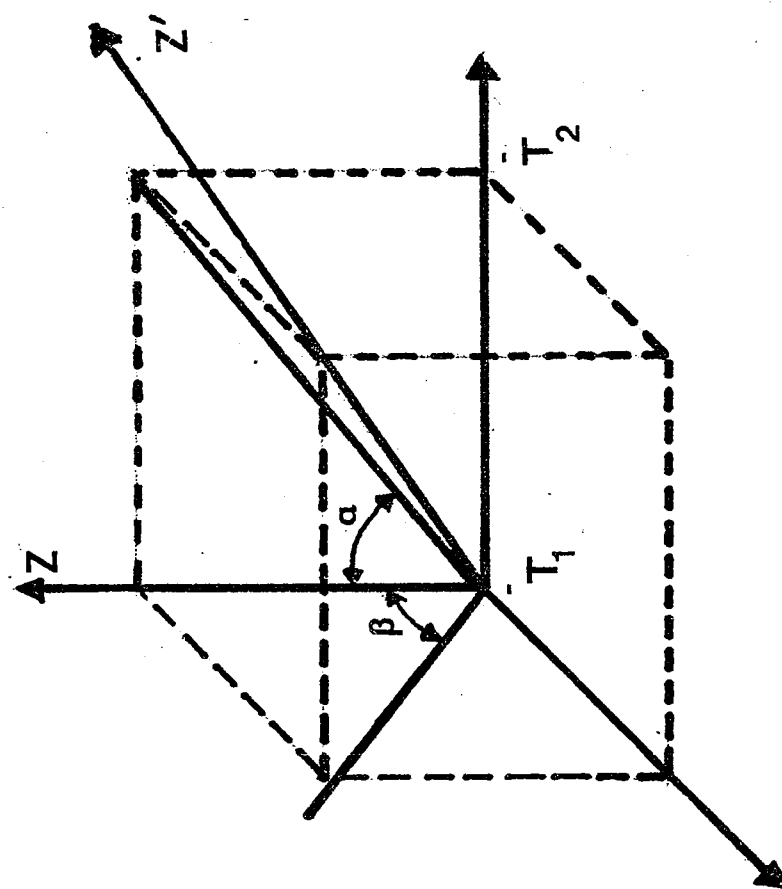
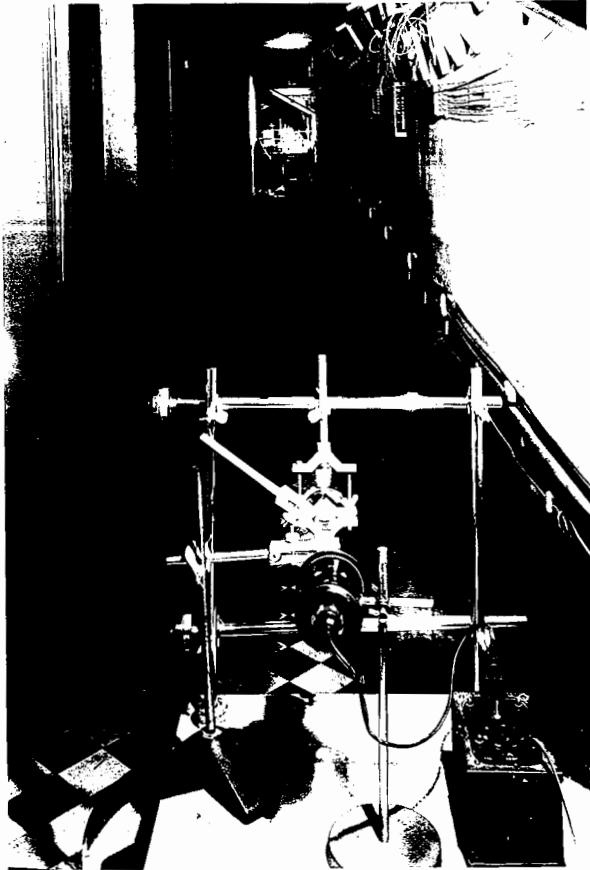


Figure IV 6

IV - I - 2-Réalisation expérimentale.

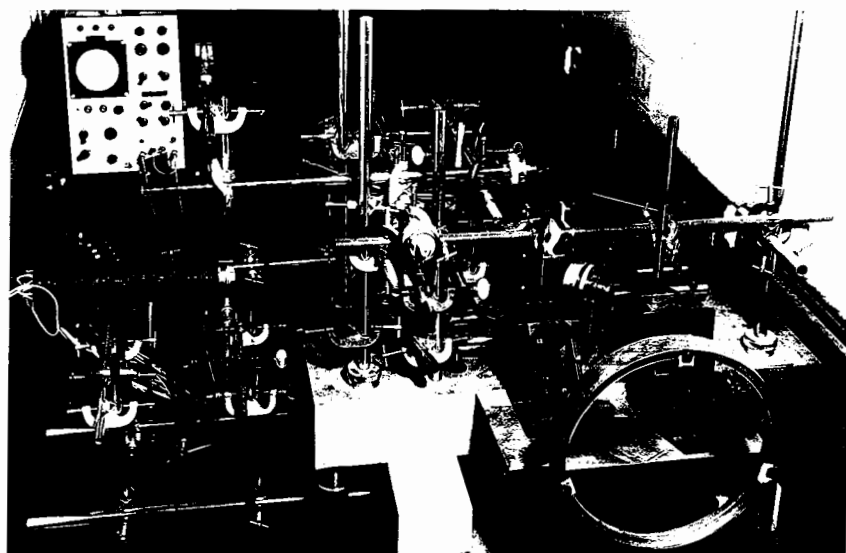
Nous avons réalisé un premier montage sous la forme d'un montage sur table de laboratoire.



Il est conforme au schéma de la figure IV.1. Les miroirs M_1 et M_3 sont rendus mobiles grâce à un chariotage sur barres. La modulation du signal est obtenue grâce à une lame oscillante L_2 entraînée par un dispositif mécanique à came. Une lame compensatrice L_1 est parallèle à la position moyenne de L_2 . La source utilisée est une fente de largeur variable éclairée en lumière blanche et située au foyer d'une lentille de 20 mètres de distance focale et de 220mm de diamètre. Ce montage a permis de vérifier les principes précédemment décrits. On a obtenu un signal de franges en utilisant des distances de séparation T_1, T_2 allant jusqu'à 20cm. Les

Les figures IV 8 montrent un aspect de la réalisation expérimentale.

Fig. IV 8



IV - I - 3-Réalisation d'un prototype.

Le schéma utilisé précédemment s'est révélé être très encombrant dès que la distance de séparation est importante. Nous avons préféré réaliser un dédoubleur compact et fixe D associé à un ensemble de miroirs portés par un banc d'optique G qui permet d'amplifier le dédoublement obtenu, figure IV 9.

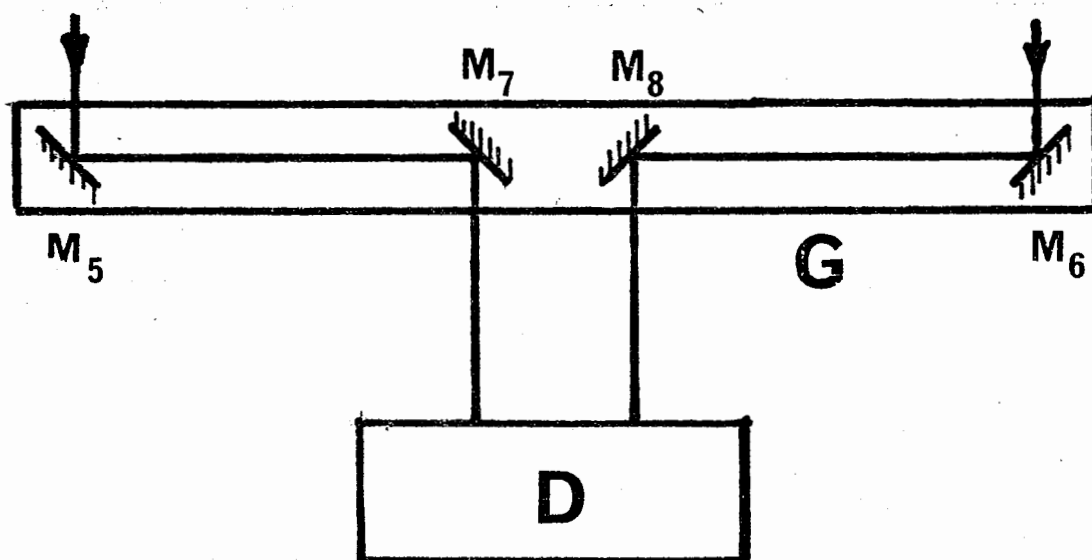


Figure IV 9

Le système amplificateur est constitué par un banc en granit G qui supporte l'ensemble des quatre miroirs plans, deux à deux parallèles M_5 et M_7 ; M_8 et M_6 . Les miroirs M_7 et M_8 sont fixes, M_5 et M_6 mobiles. Leur déplacement permet de réaliser un dédoublement variant de 14 à 100cm. Le dédoubleur D dont la conception est issue d'un interféromètre de Mach comprend une séparatrice compensatrice S (lame à faces planes et parallèles), les miroirs plans M_1, M_2, M_3 et un miroir semi-transparent M_4 . Les miroirs M_3 et M_4 sont portés par la lame S, M_1 et M_2 sont rendus parallèles à M_3 et M_4 grâce à des réglages mécaniques appropriés (fig. IV.10). Les quatre miroirs M_1, M_2, M_3, M_4 sont parallèles. Deux rayons incidents repérés sur la figure IV.10 par une ou deux flèches émergent selon le rayon AB. Le Point A situé sur le rayon émergent est l'image commune des points A_1 et A_2 déduits de A par les translations $2d_1$ et $2d_2$; d_1 , normale commune aux miroirs M_1 et M_3 est parallèle à d_2 normale commune aux miroirs M_2 et M_4 . Leurs modules ont pour valeur la distance des miroirs. Au point A correspondent les points A_1 et A_2 déduits l'un de l'autre par la

Les éléments de surfaces d'onde Σ_1 et Σ_2 sont prélevés sur l'onde incidente par les miroirs M_5 et M_6 ou des équerres optiques. Il leur correspond, dans l'espace image, les surfaces d'onde Σ'_1 et Σ'_2 qui sont parallèles entre elles et confondues après traversée du dédoubleur puisque les chemins optiques $\Sigma M_5 M_7 M_3 M_1 O_1$ et $\Sigma M_6 M_8 M_2 M_4 O_1$ sont égaux. Σ'_1 et Σ'_2 qui émergent par la voie 1 sont par exemple en phase, tandis que Σ''_1 et Σ''_2 qui émergent par la voie 2 sont en opposition de phase (Déphasage de π dû à la réflexion sur la séparatrice). Le modulateur interne à l'interféromètre est constitué par les lames L_1 et L_2 .

Un modulateur permettant l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone est obtenu en collant le miroir M_6 sur trois céramiques piezo-électriques identiques, elles-mêmes collées sur le support du miroir. Ces trois céramiques sont alimentées en parallèles par l'intermédiaire d'un amplificateur de puissance par la tension délivrée par un générateur de signaux. La fréquence de la modulation sinusoïdale utilisée varie de 100 cycles à 2 ou 3 kilocycles. La valeur de l'amplitude de la modulation est ajustée en variant la tension électrique aux bornes des céramiques. Le balayage de l'interférogramme et la poursuite de l'étoile sont réalisés par une oscillation lente de la lame L .

IV-1.4-Dispositifs de réglage.

Un tel instrument n'est utilisable que, si à tout moment de l'expérience, il est possible d'en vérifier le réglage. A l'instrument réglé correspond une translation $\overrightarrow{A_3 A_4}$ (fig. IV.11). A une surface d'onde de direction quelconque de l'espace objet correspond, dans l'espace image, deux surfaces d'onde parallèles qui ne sont superposées que pour une direction incidente, orthogonale à $\overrightarrow{A_3 A_4}$. Le dédoubleur étant réglé, il est d'une part nécessaire de repérer une direction incidente privilégiée, et, d'autre part, de pouvoir amener l'image de l'objet visé dans cette direction.

L'interféromètre réalisé est, en fait, la superposition de deux interféromètres qui utilisent les mêmes pièces optiques. Les plans de symétrie des deux interféromètres sont deux plans parallèles au plan de la figure IV.12. L'interféromètre de mesure est l'appareil précédemment décrit. L'interféromètre de réglage est obtenu en complétant l'instrument par deux petits miroirs plans m_1 et m_2 qui couvrent la moitié de la pupille de l'interféromètre, et sont rigidement liés aux miroirs M_5 et M_6 (fig. IV.12 et IV.13)

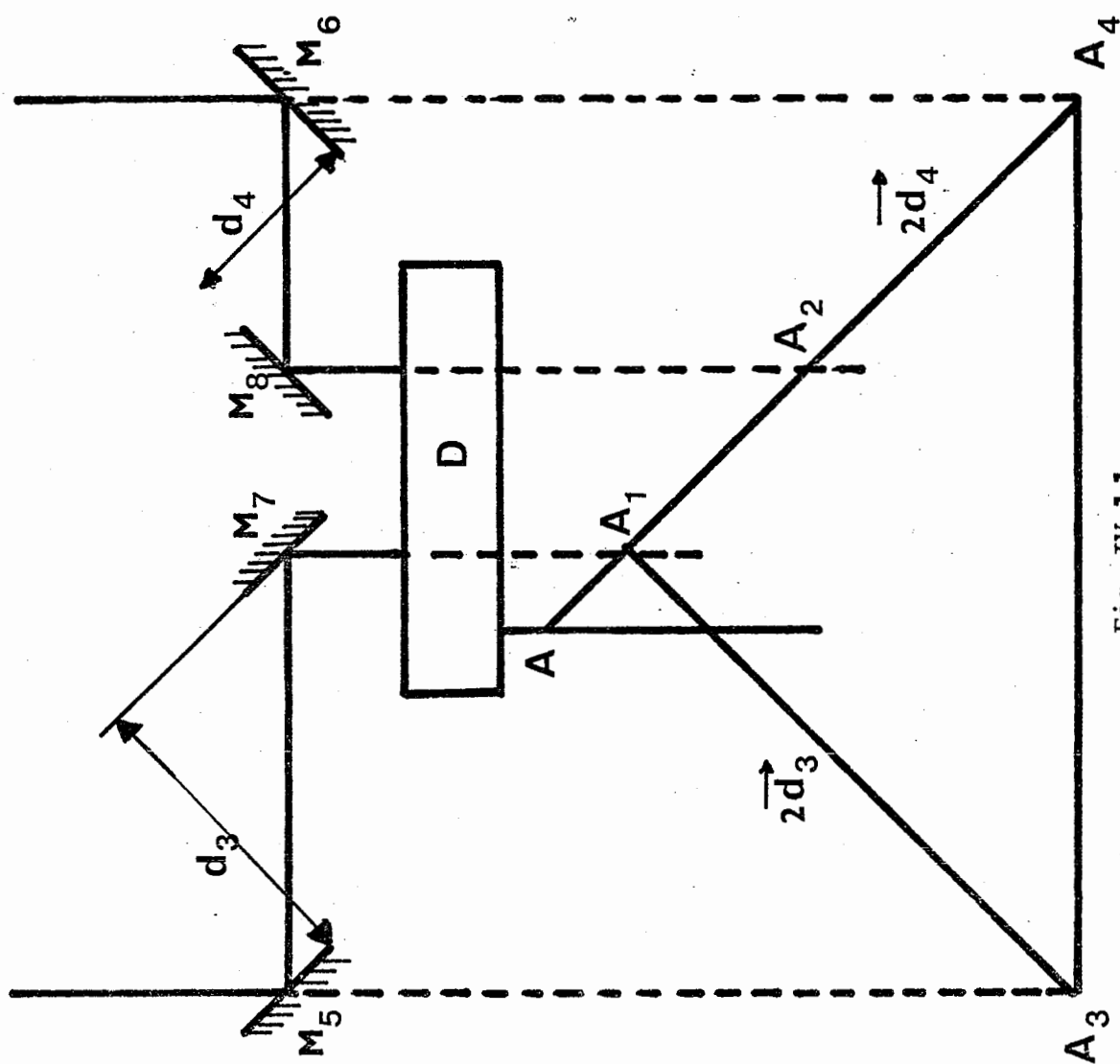


Fig. IV 11

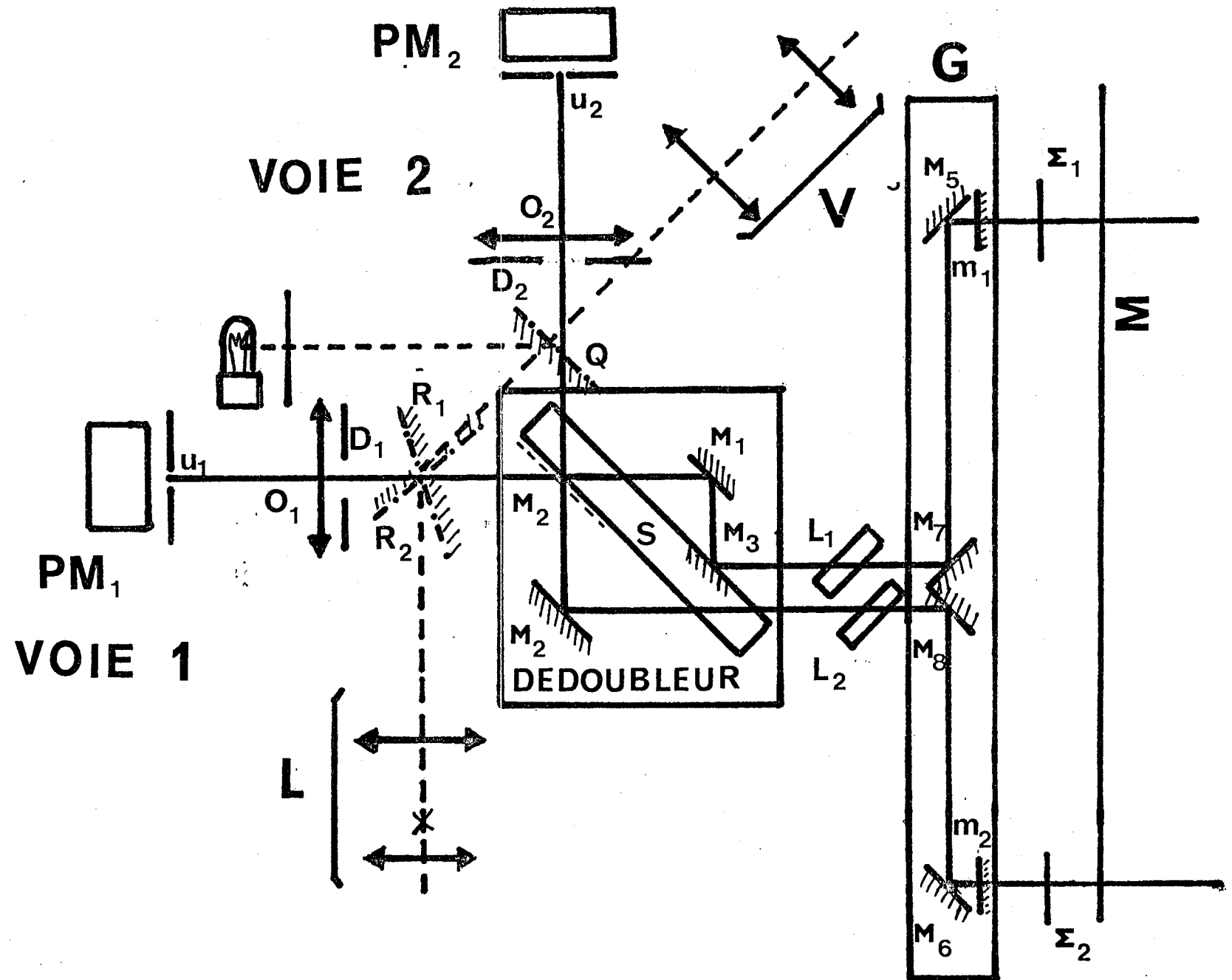


Fig. IV I2

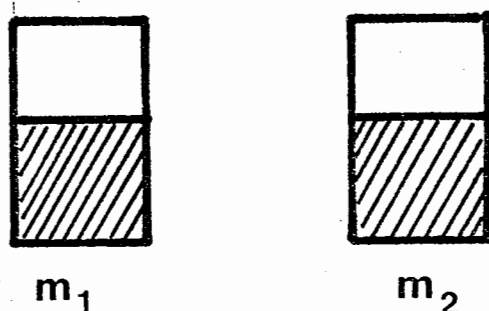
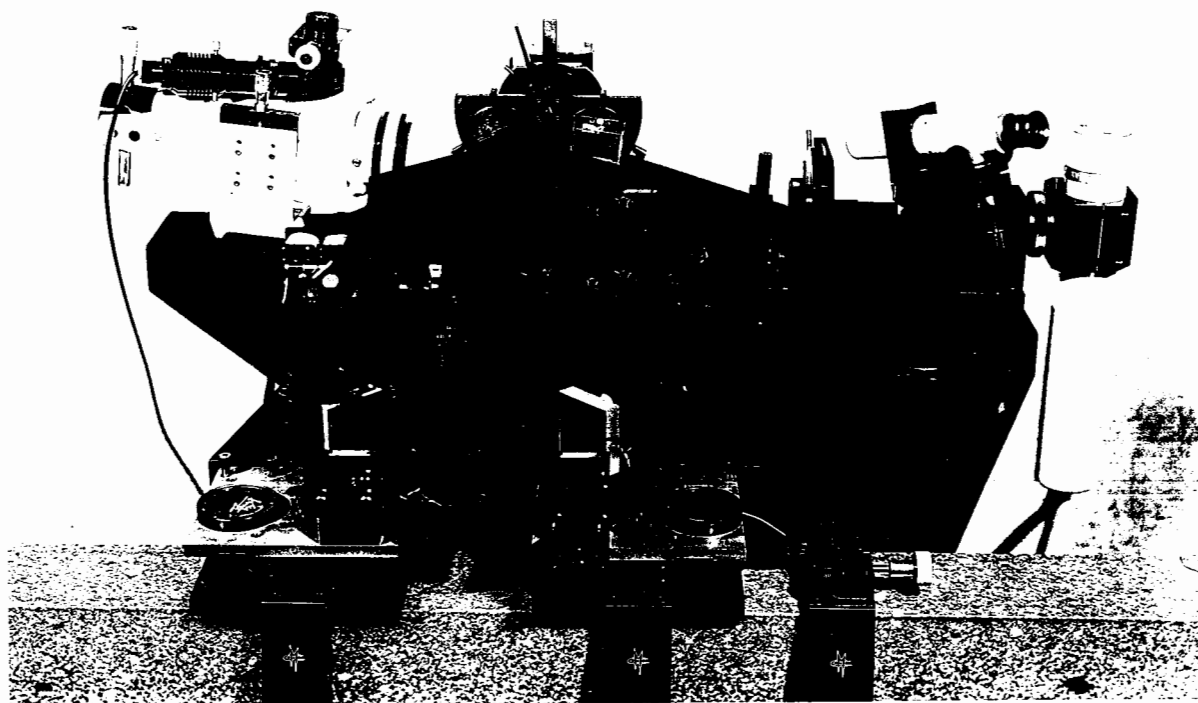


FIG. IV 13

Le miroir m_1 est pourvu d'un mouvement d'entraînement en translation. Les deux miroirs m_1 et m_2 sont amenés dans le plan de la surface d'onde Σ choisie comme surface d'onde privilégiée. L'interféromètre est complété par le miroir escamotable Q qui permet d'introduire de la lumière par la voie 2 de sortie de l'instrument. Le miroir escamotable à trois positions R

permet l'examen des champs d'interférences des deux interféromètres de mesure et de réglage grâce au viseur dioptrique (position R_1) ou de repérer les directions incidentes à l'aide de la lunette autocollimatrice L. Les miroirs M_5 et M_7 sont montés sur des platines mobiles sur le banc en granit G. Le support mécanique de l'interféromètre est réalisé en tôle d'acier soudée et stabilisée. Tous les mouvements de réglage des miroirs sont des mouvements à flexion de ressort, les translations fines sont obtenues par des parallélogrammes déformables. La photographie IV.14 montre l'ensemble de l'appareil.



IV - I - 5 - Réglage de l'interféromètre.

Un miroir plan auxiliaire P lié au bâti de l'interféromètre est rendu parallèle à l'axe de coulissage défini par le banc G. C'est la normale à P qui est prise comme direction de référence pour le réglage de l'ensemble.

a) Réglage du parallélisme des couples de miroirs.

La lunette autocollimatrice L est réglée en autocollimation sur le miroir P. Les miroirs du dédoubleur D sont deux à deux parallèles dès que l'interposition du dédoubleur ne modifie pas l'autocollimation (fig. IV I5). Il en est de même du réglage du parallélisme des miroirs M_5 et M_7 , M_6 et M_8 (fig. IV. I6)

b) Réglage de la translation $\vec{A_3A_4}$

Ces réglages effectués, la translation $\vec{A_3A_4}$ définie sur la figure IV.11 a une orientation quelconque par rapport à P (fig. IV I8). Nous devons rendre $\vec{A_3A_4}$ parallèle à P choisi comme plan de référence.

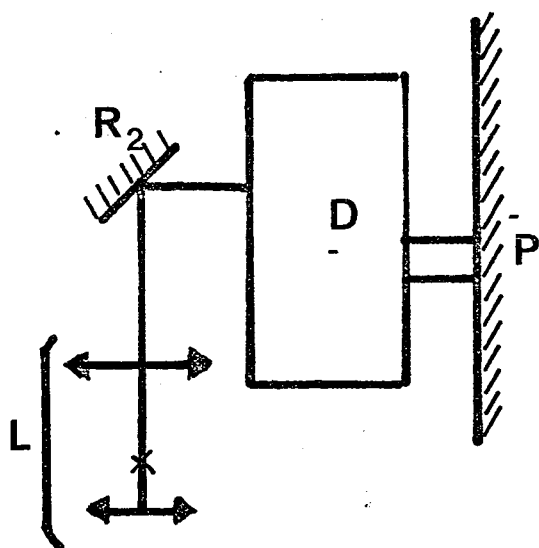


Fig. IV I5

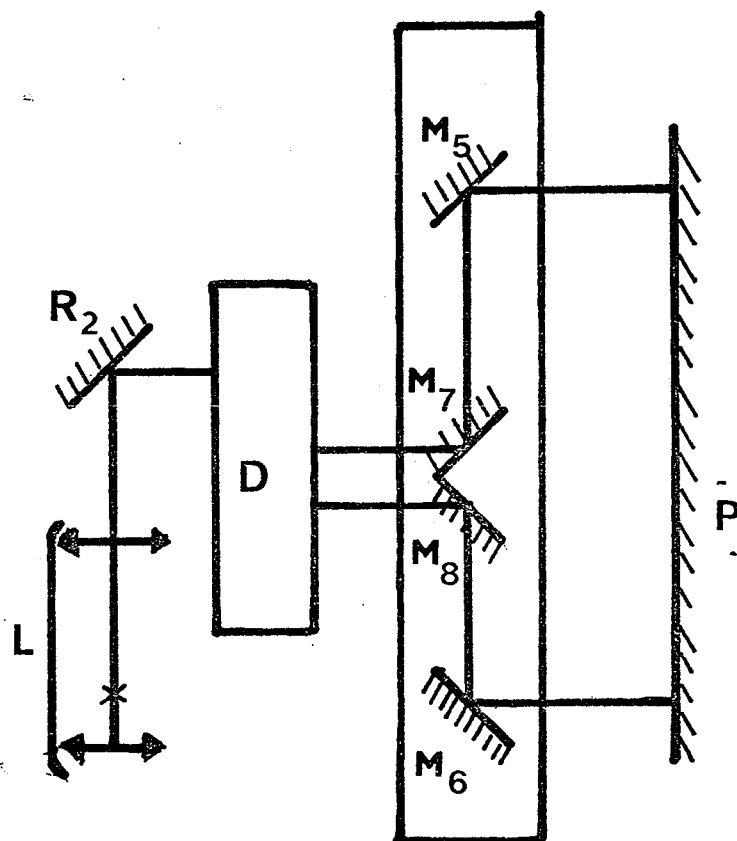


Fig. IV I6

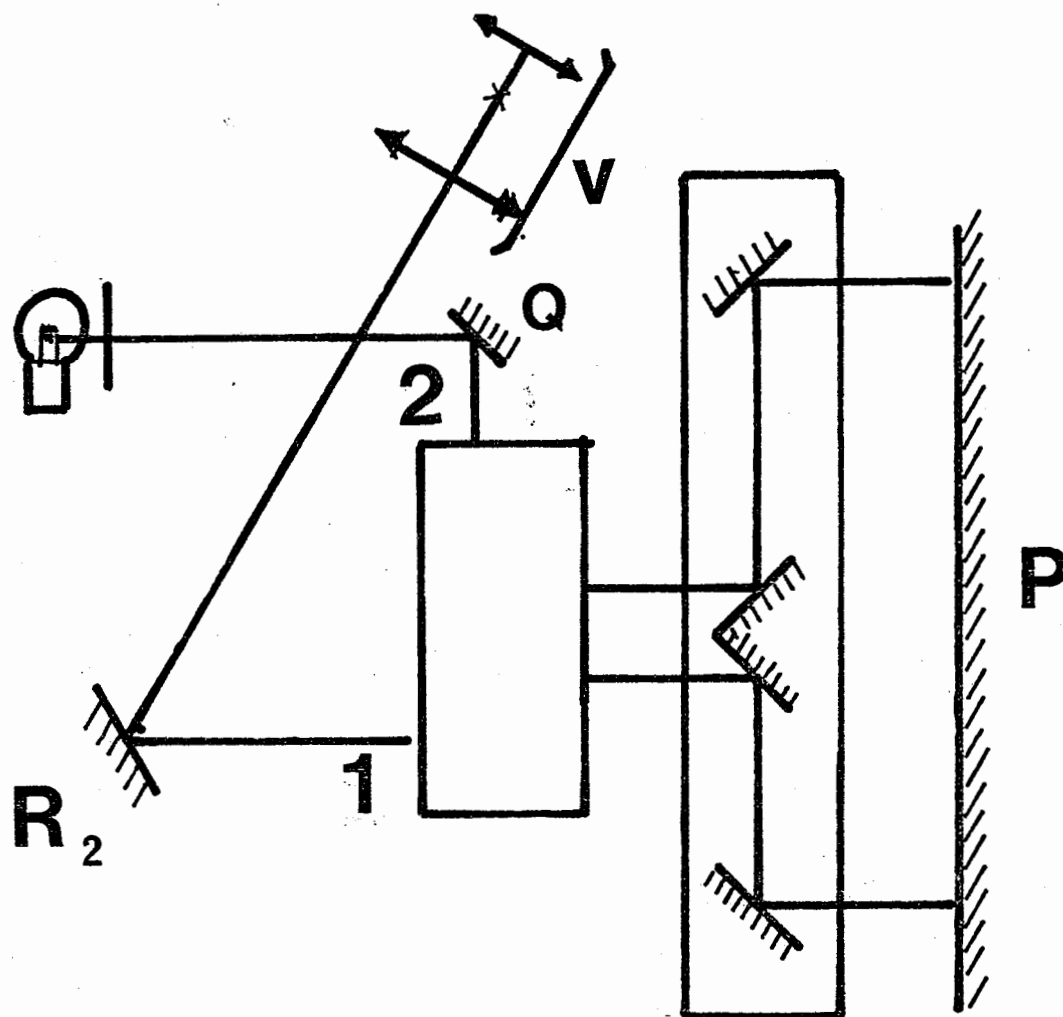


FIG. IV 17

De la lumière est envoyée dans l'interféromètre par la voie 2 après réflexion sur le miroir Q. On observe le système de franges d'égale épaisseur localisé sur le miroir P en utilisant la voie 1. L'observation est effectuée en utilisant le viseur dioptrique V mis au point sur P et le miroir R (placé en position R_2), figure IV.17.

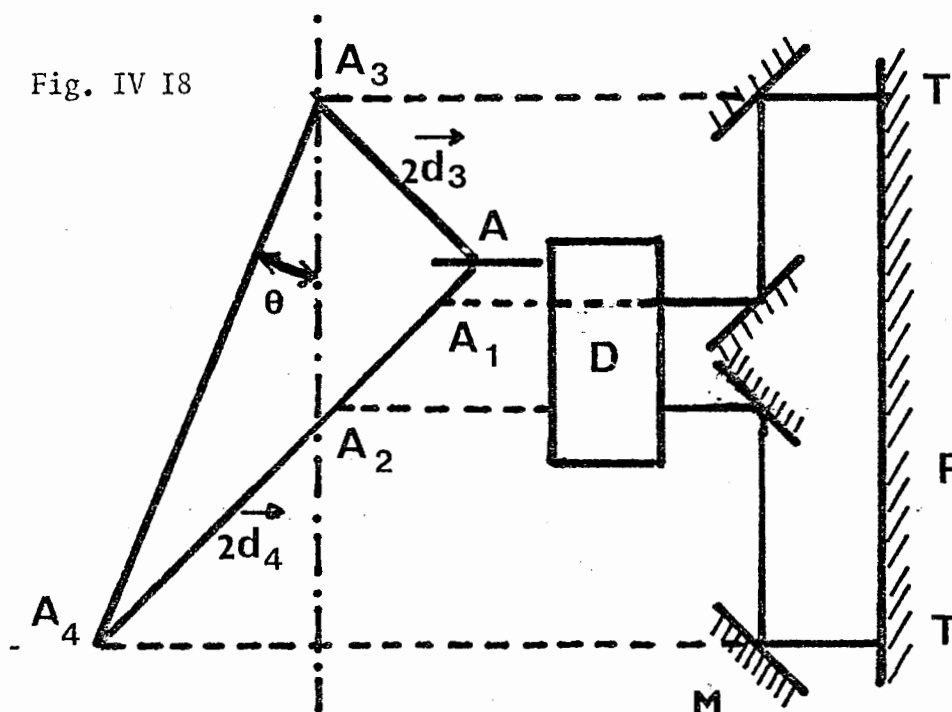


Fig. IV 18

$\overrightarrow{A_3 A_4}$ n'étant pas parallèle à P, le système de franges présente une différence de marche $\delta = 2(T_1 T_2) \odot$. Pour que le système de franges correspondant à cette différence de marche soit visible, il est nécessaire d'utiliser une source de cohérence temporelle suffisante, une lampe à mercure basse pression par exemple. Le système d'interférences est amené à la différence de marche nulle en déplaçant M_6 parallèlement à lui-même (A_4 décrit la droite AA_2). On se rapproche de la différence de marche nulle en améliorant le facteur de visibilité des franges. On utilise, dès que cela est possible, une lampe à mercure moyenne pression, puis une lampe blanche. Dès que les franges sont visibles en lumière blanche, $\overrightarrow{A_3 A_4}$ est à peu près parallèle au plan P. Le réglage du dédoubleur est optimisé en réglant le champ d'interférences obtenu en lumière blanche à la teinte plate.

c) Réglage de l'interféromètre de référence.

L'interféromètre de mesure est réglé à la teinte plate et la différence de marche nulle pour une onde Σ incidente parallèle à P. L'interféromètre de référence doit être réglé pour la même surface d'onde Σ , ce qui signifie que les miroirs m_1 et m_2 doivent être dans un même plan parallèle à P.

La pupille du viseur V couvre à la fois les faisceaux issus des interféromètres de mesure et de référence. Les miroirs m_1 et m_2 sont placés parallèles à P par une visée dans la lunette autocollimatrice L. Ils sont dans un même plan lorsque le champ d'interférences observé dans l'interféromètre de contrôle est à la différence de marche nulle (franges en lumière blanche). Les deux champs d'interférences sont mis simultanément à la teinte plate et à la différence de marche nulle : on observe à la fois des franges en lumière blanche sur les deux champs. L'interféromètre est réglé à la différence de marche nulle pour la direction normale au miroir P, direction qui est repérée par la lunette autocollimatrice L. L'objet observé est placé sur cette direction en assurant la coïncidence de l'image de l'objet et du repère de la lunette. Pour obtenir une valeur différente de la séparation $T_1 T_2$, on translate les miroirs M_6 et M_5 (liés rigidement à m_1 et m_2). Le réglage est retrouvé en observant le phénomène d'interférences en lumière blanche par autocollimation sur m_1 et m_2 . Les diaphragmes D_1 et D_2 , situés devant les objectifs O_1 et O_2 , limitent les régions utilisées sur l'onde incidente. Ces diaphragmes doivent avoir des images symétriques par rapport à la séparatrice S. Le champ stellaire utilisé est délimité par deux trous U_1 et U_2 de $120 \mu m$ de diamètre placés aux foyers des objectifs O_1 et O_2 de distance focale. De cette manière, on limite le bruit dû au fond de ciel. Les directions conjuguées de celles définies par ces

deux trous sont normales au miroir P. Les flux lumineux issus de l'étoile couvrent les photocathodes des photomultiplicateurs utilisés des P.M. Lallemand. Les courants proportionnels aux différences de potentiels, mesurées aux bornes des résistances de charges des photomultiplicateurs, s'opposent à l'entrée d'un amplificateur différentiel. Le signal de sortie est reçu soit sur un oscillographe, soit, après amplification, sur un enregistreur. Les photomultiplicateurs sont des tubes à 20 étages Nestor XVIII et Sylvain XVIII. Ces cellules comportent une photocathode du type antimoine-césium et ont été utilisés sans chambre froide.

CHAPITRE V.

ETUDE DE L'INTERFEROMETRE EN SIMULATION.

L'objet de ces expériences est la vérification des résultats précédemment décrits concernant :

- a) Le comportement de la séparatrice en lumière quasi-monochromatique et en lumière blanche
- b) Le tracé de l'interférogramme en lumière quasi-monochromatique ou complexe.
- c) La mesure de la largeur apparente d'une source en lumière quasi-monochromatique ou en lumière blanche
- d) La détection du signal en utilisant les types de détection décrits.

V- 1 Dispositif expérimental.

Le filament de tungstène A d'une lampe à atmosphère d'iode est projeté sur une fente variable S à l'aide d'un condenseur C (fig. V.1). Le régime électrique de la lampe est défini par une alimentation stabilisée.

La source est optiquement filtrée ou non par un filtre interférentiel F dont la largeur spectrale est choisie en fonction de l'expérience à réaliser. La fente S est placée au foyer d'une lentille plan convexe L de 20 mètres de distance focale et 220mm de diamètre. L'interféromètre est éclairé par une onde plane à l'aberration sphérique près. N'utilisant que deux parties symétriques de la surface d'onde, l'aberration sphérique est compensée par un défaut de mise au point. Les pupilles utiles sont distantes de 18cm et leur diamètre peut prendre les valeurs 5, 10, 15, 20, 25mm.

V - 2 - Résultats expérimentaux.

V- 2 - I Comportement de la séparatrice-(multicouche SEAVOM)

Pour simuler la fluctuation en amplitude de l'onde incidente, une des pupilles de l'interféromètre est obturée périodiquement par un écran mobile

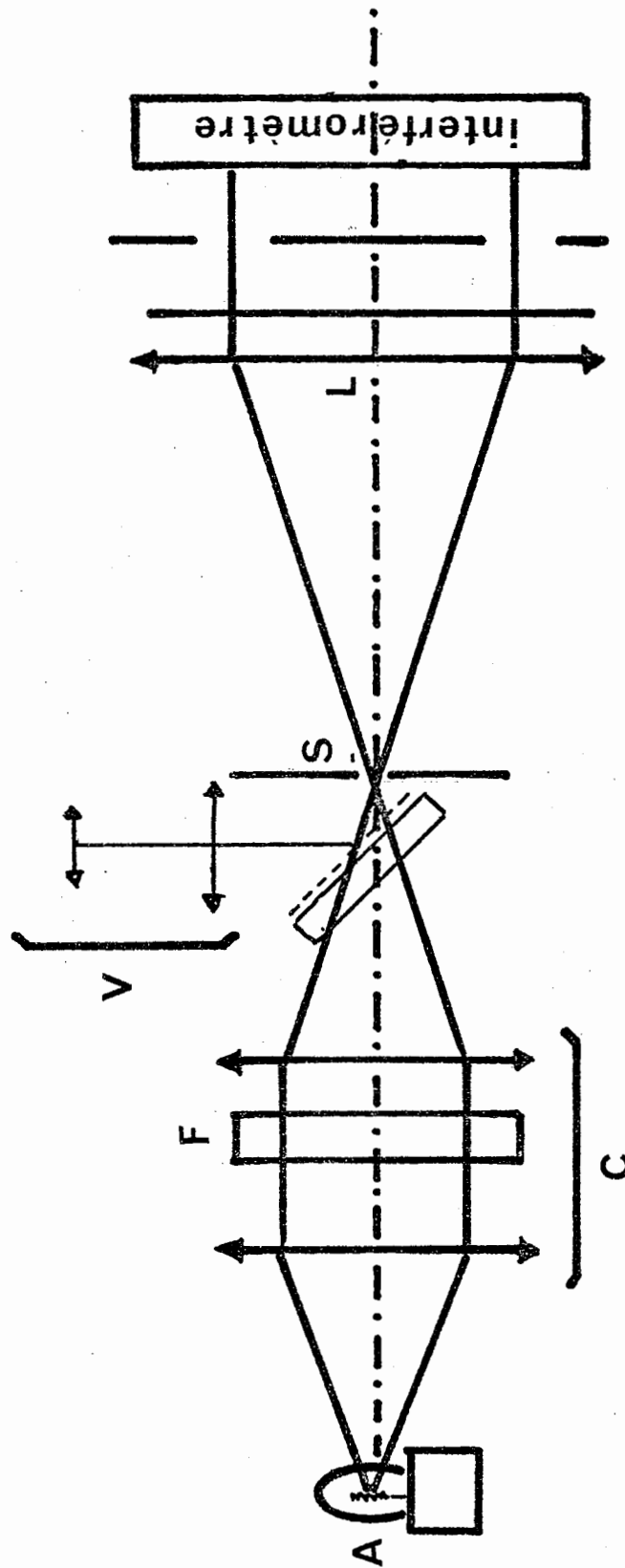


Fig. V I

(pale de ventilateur). La figure V 2 montre le flux reçu par chacun des photomultiplicateurs (a_1, a_2) et la différence des signaux qui ne comporte plus de modulation (a_3)

V- 2- 2 - Tracé des "interférogrammes"

(modulation et détection par balayage)

L'interféromètre, réglé par autocollimation, est éclairé par une fente source suffisamment fermée pour que le degré de cohérence soit voisin de 1. La fente doit être placée perpendiculairement au plan de symétrie de l'interféromètre de sorte que le degré de cohérence ne dépende que de la largeur de la fente. Ce réglage est obtenu en cherchant à l'oeil le meilleur contraste du phénomène d'interférences observé dans le viseur V (fig. IV.1) en fonction de l'orientation de la fente dans son plan ; le réglage est terminé en augmentant au maximum l'amplitude de l'interférogramme observé sur l'écran de l'oscillographe. Une autre technique consiste à éclairer l'interféromètre par l'une des voies de sortie, on obtient au foyer de L (fig. V.1) un système de franges, la fente S doit être parallèle aux franges et sa largeur petite devant l'interfrange. L'observation du phénomène est effectuée à l'aide d'un viseur auxiliaire V^a.

Une source de bande spectrale large ($0,1; 0,2 \mu$), par exemple) est obtenue grâce au montage suivant.

Le filament A de la lampe est projeté sur la fente S par le condenseur C. Le faisceau cylindrique de rayons issus de L₁ traverse le prisme à vision directe P (fig. V 3). Un diaphragme mécanique D limite le spectre sp obtenu dans le plan focal de L₂. L'objectif L₃ projette avec un grandissement inférieur à 1 l'image de la face d'entrée ab du prisme sur la fente objet S₂. La fente d'entrée S₂ est éclairée par une lumière complexe dont la largeur spectrale est réglée à volonté.

Nous avons tracé l'interférogramme avec un filtre dont la longueur d'onde moyenne transmise est $537m\mu$ et la bande passante $\delta\lambda = 140 \text{ \AA}$ un filtre vert en rhodolite ordinaire et une source de lumière blanche, figures V 4, a, b, c. L'expérience est faite en atmosphère homogène et nous avons groupé la réponse due à la différence des signaux des deux photomultiplicateurs et la réponse due à un seul photomultiplicateur. Nous remarquons que dans ce groupe d'expériences, le facteur de visibilité des franges est maximal pour $\delta = 0$ et a pour valeur 0,4, valeur due aux imperfections de réglage et de construction de l'instrument; figure V 5; franges en lumière blanche obtenues avec une fréquence de modulation faible.

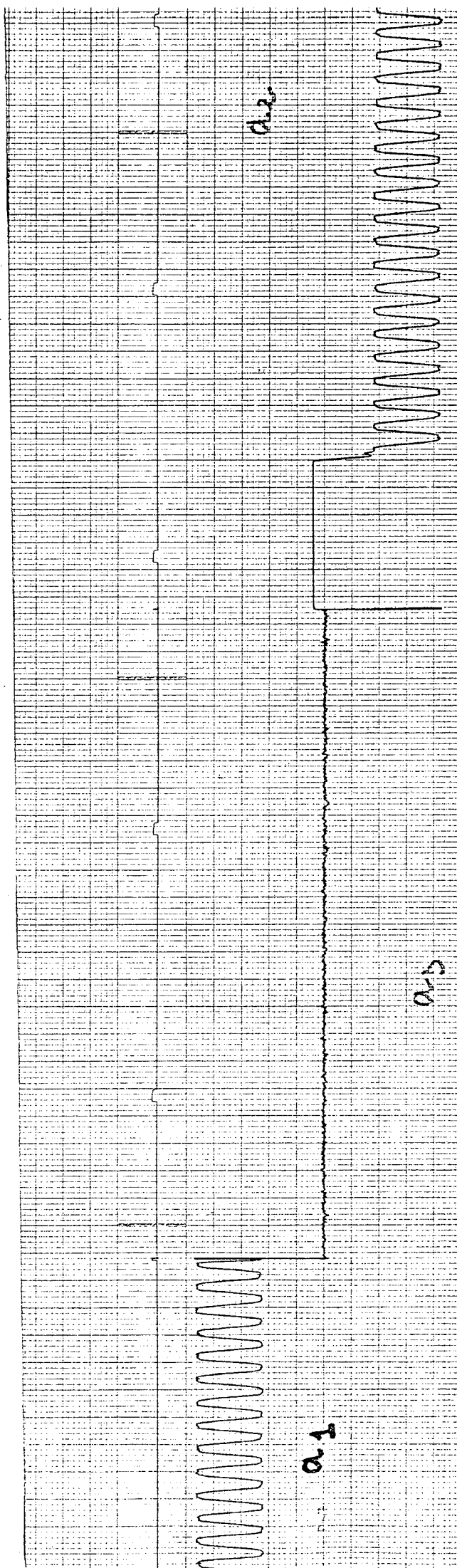


Fig. V.2

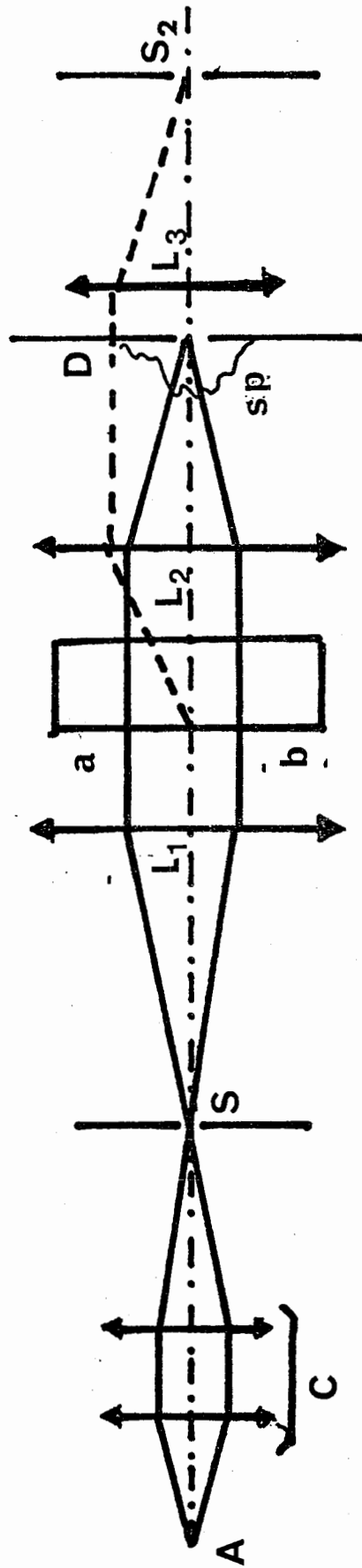


Fig. V 3

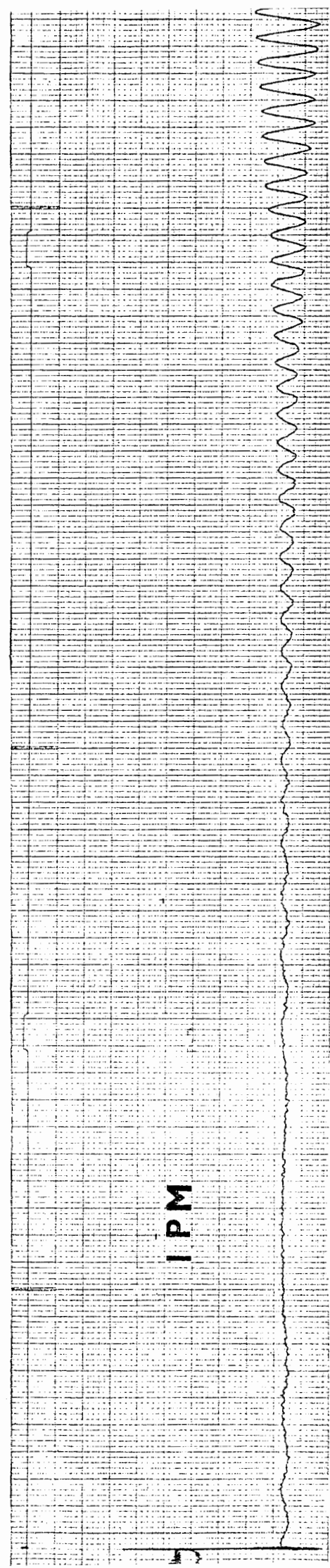
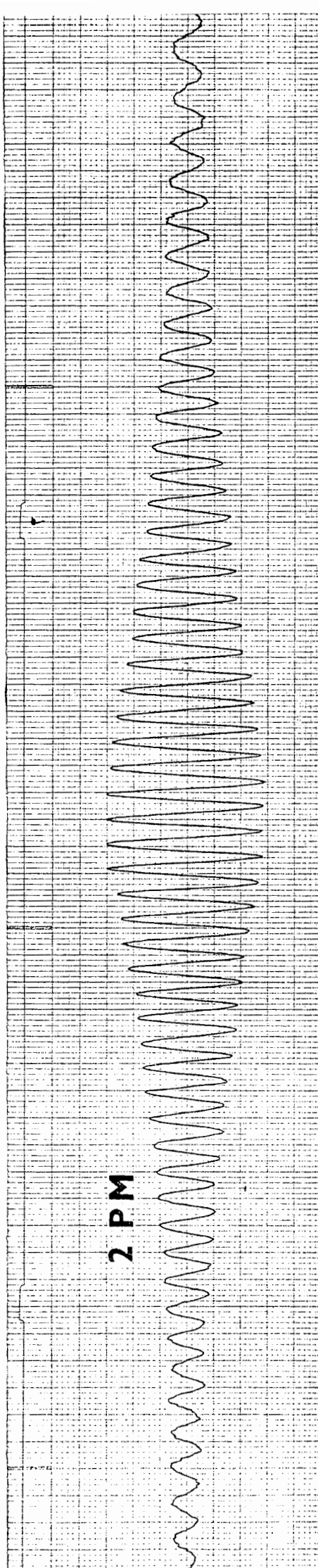


Fig. V 4 a

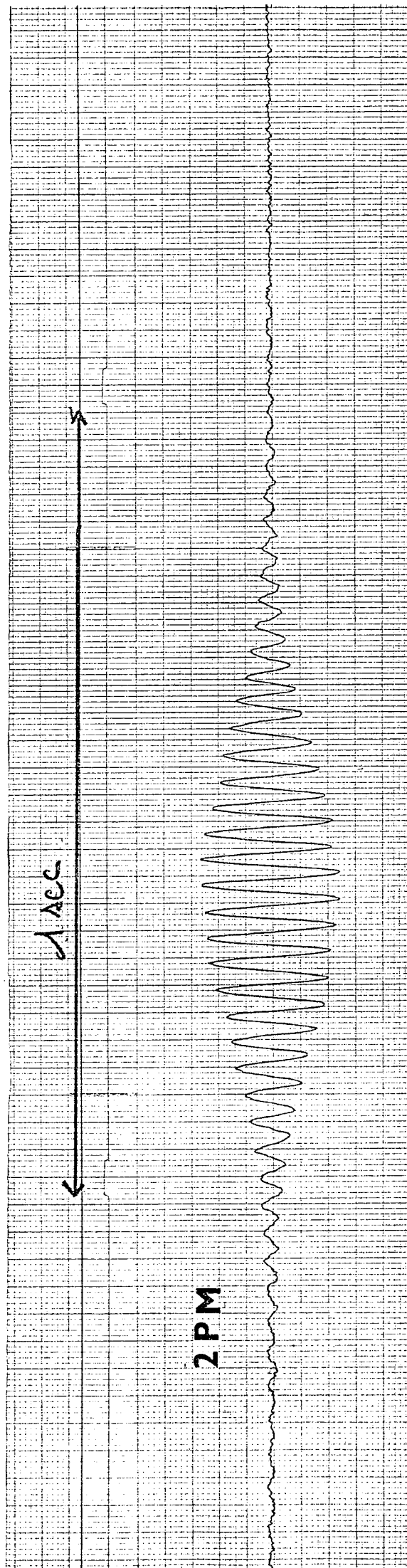
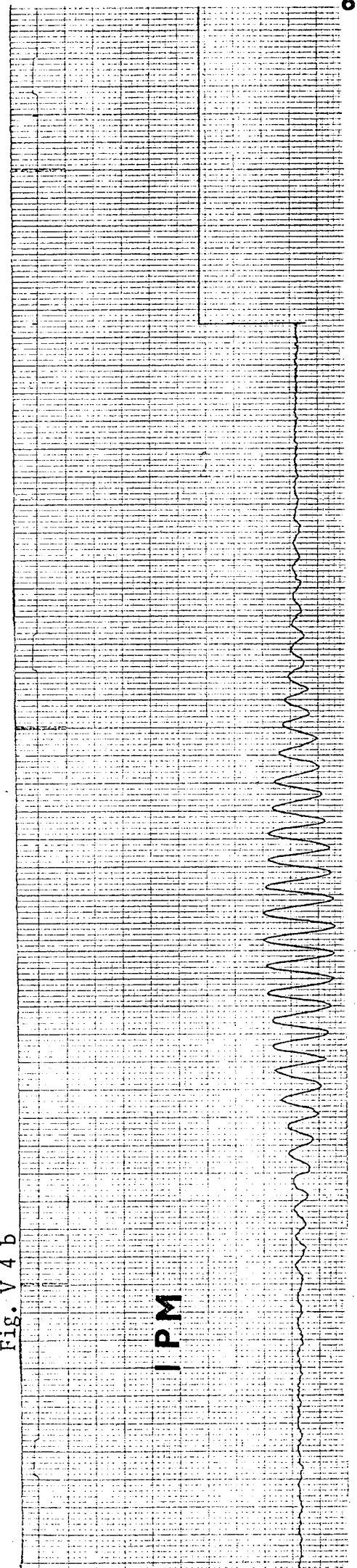


Fig. V 4 b



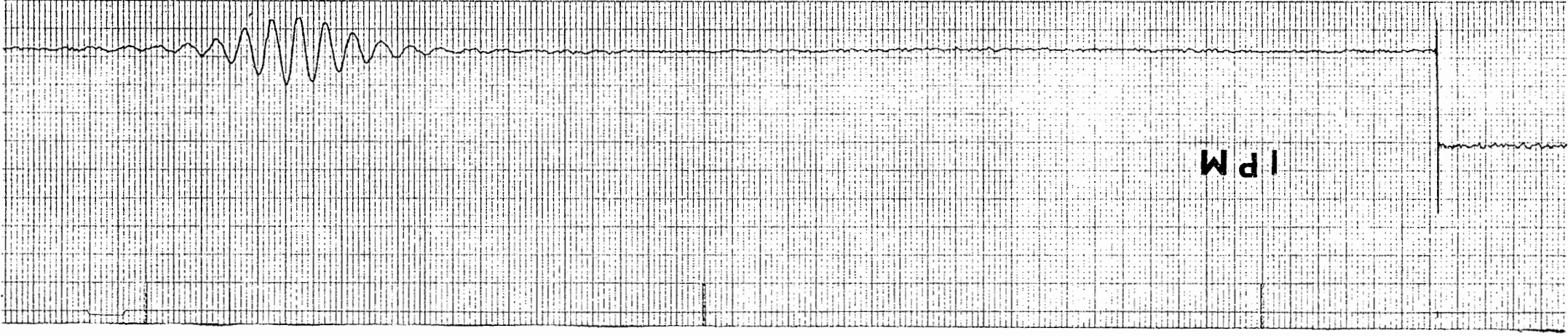
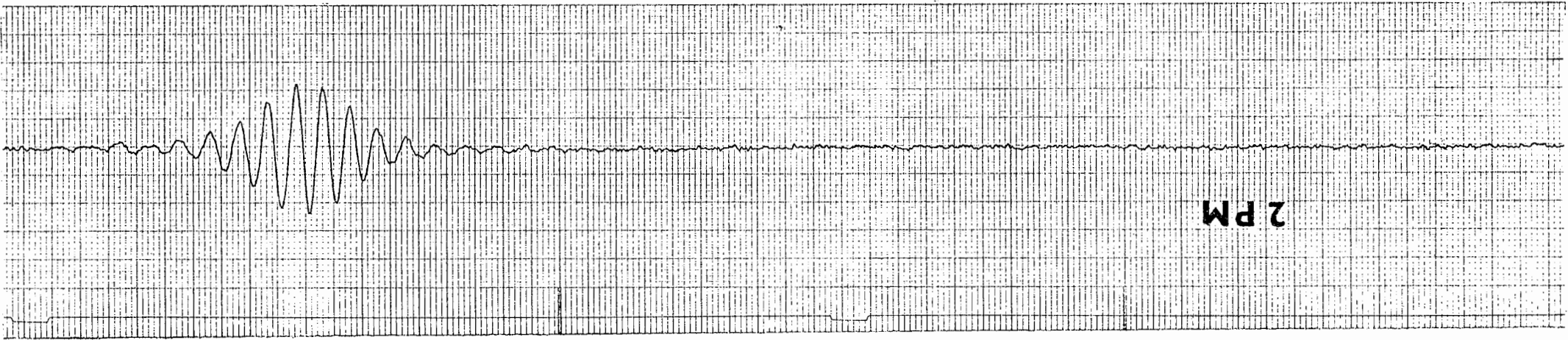


FIG. V 4 c



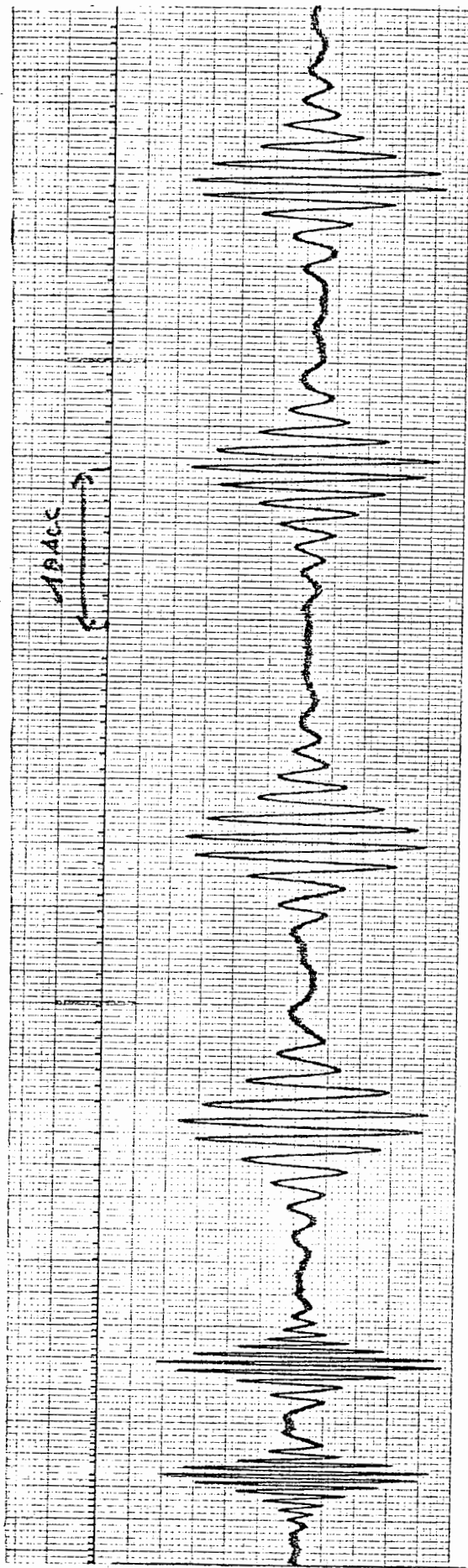
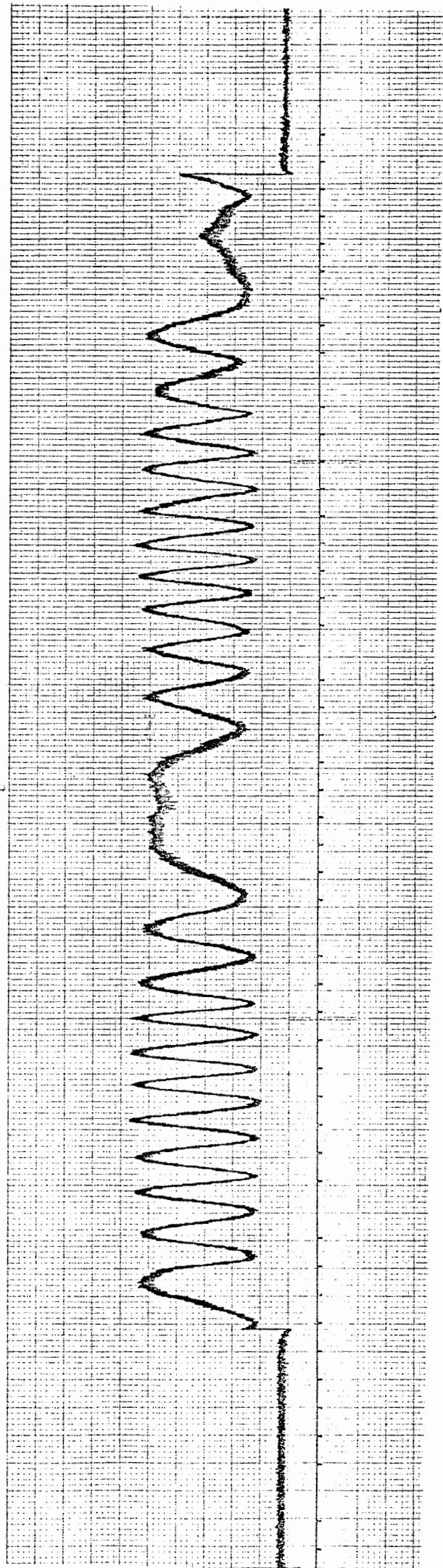


Fig. V 5

Fig. V 6



V - 2 - 3 - Fonction d'appareil.

Le réglage de l'interféromètre a été optimisé. L'enregistrement mis en relief par la figure V 6 est obtenu avec un seul photomultiplicateur et à vitesse de balayage lent montré un facteur de visibilité de franges de 0,85 (enregistrement effectué en lumière verte de $140 \text{ \AA}$ de largeur de bande spectrale).

V - 2 - 4 - Vérification du déphasage introduit par la séparatrice.

Nous avons enregistré simultanément les signaux issus des deux détecteurs. Nous constatons que le déphasage de π est bien respecté. La source est blanche filtrée avec un rhodoïd, fig.V 7 et une source blanche, fig.V 8

V - 2 - 5 Simulation de la fluctuation en amplitude de l'onde incidente. Effet sur l'interférogramme.

Cette manipulation a été effectuée avec une source blanche filtrée avec un rhodoïd vert ;

figure V 2 : pupille périodiquement et totalement obturée par une pale de ventilateur, a_1 , signal issu d'un détecteur, a_2 , signal délivré par l'autre détecteur, a_3 , signal-différence. Le modulateur est arrêté.

figure V 10 : le modulateur de phase est en action ; b_1 signal de franges observé avec un seul détecteur, b_2 , signal observé avec deux détecteurs.

L'enveloppe de la courbe reste la même que précédemment, figure V.5 mais l'amplitude est modulée par la scintillation artificielle.

V - 3 - Une remarque amusante .

La figure V 11 montre la simulation d'un interférogramme en lumière blanche. Le nombre de franges est beaucoup plus important que celui que l'on attend dans de telles conditions expérimentales. Ce phénomène est expliqué par la présence du chromatisme de la lentille L, figure V.12.

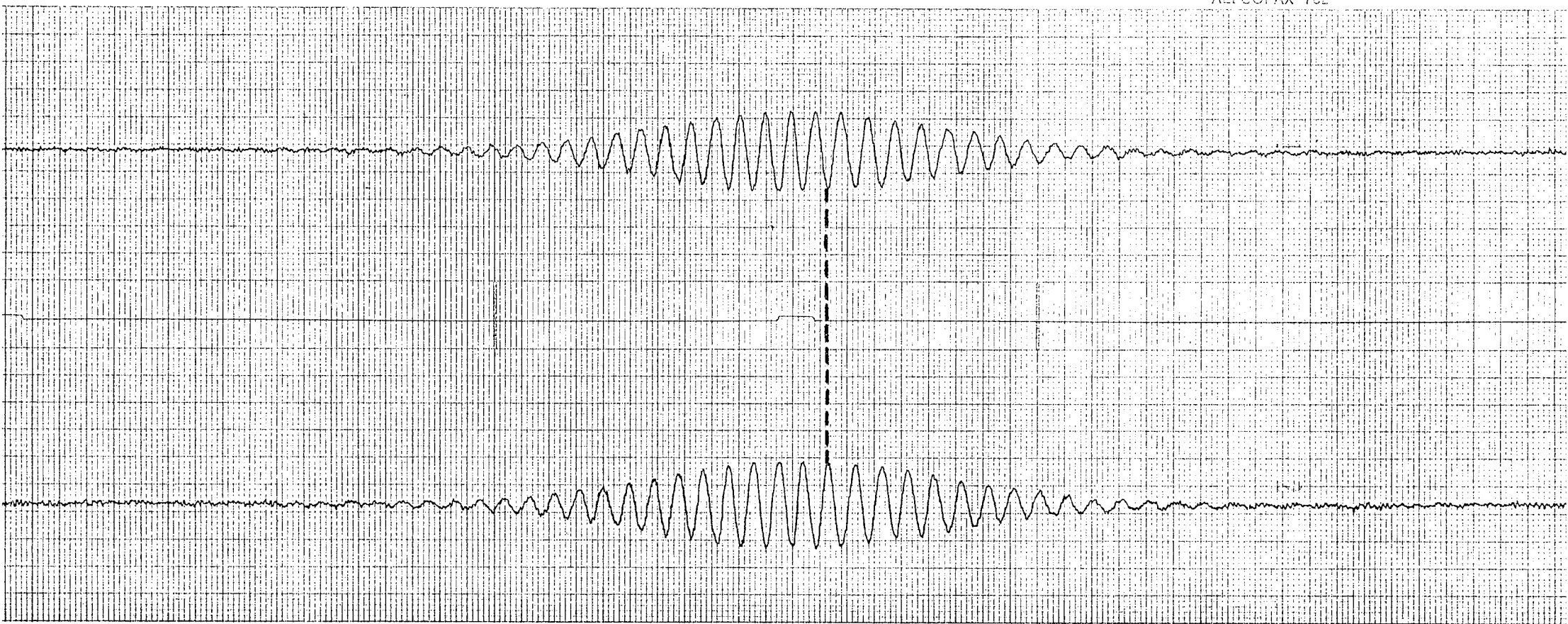


Fig. V 7

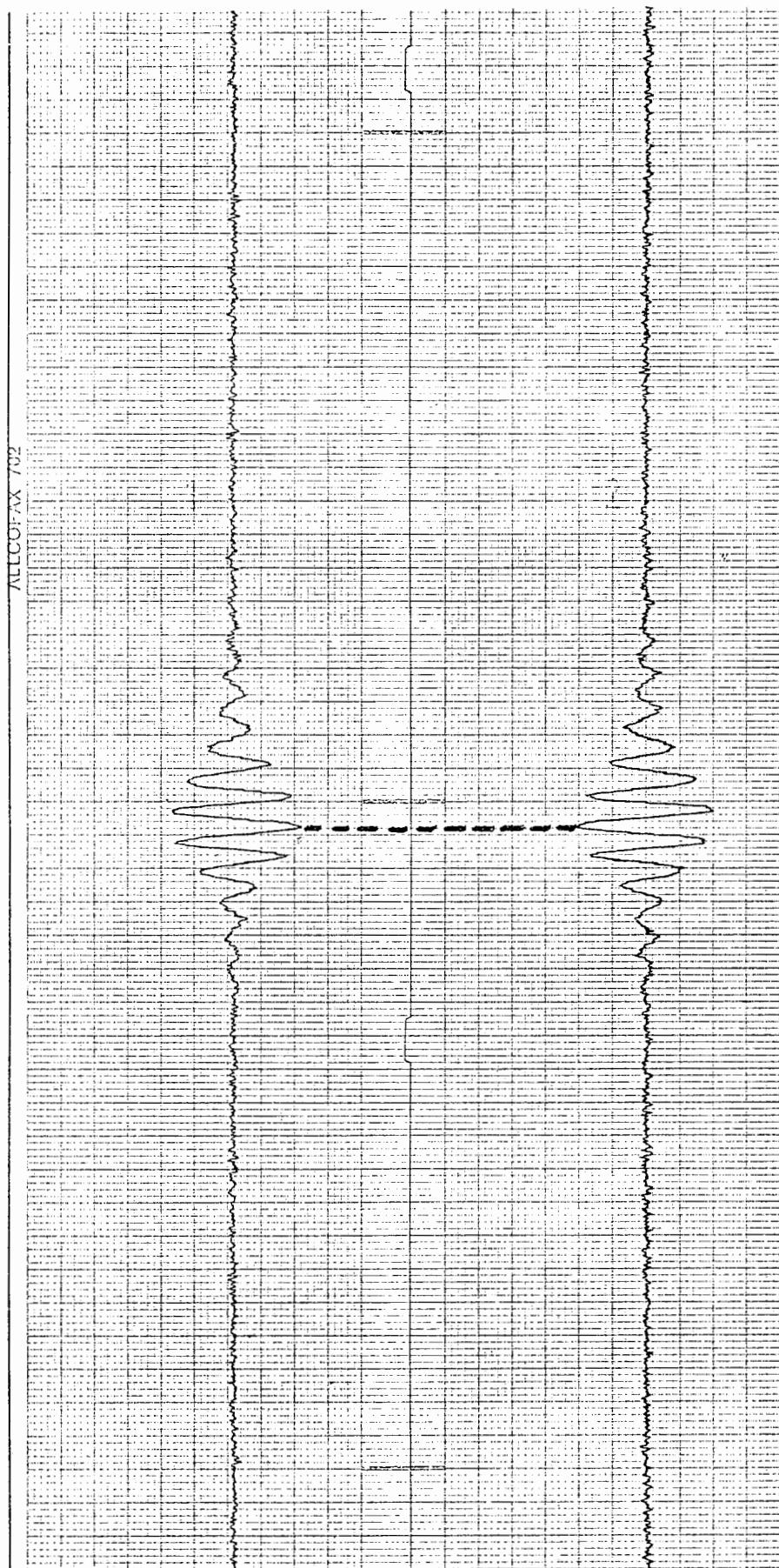


Fig. V 8

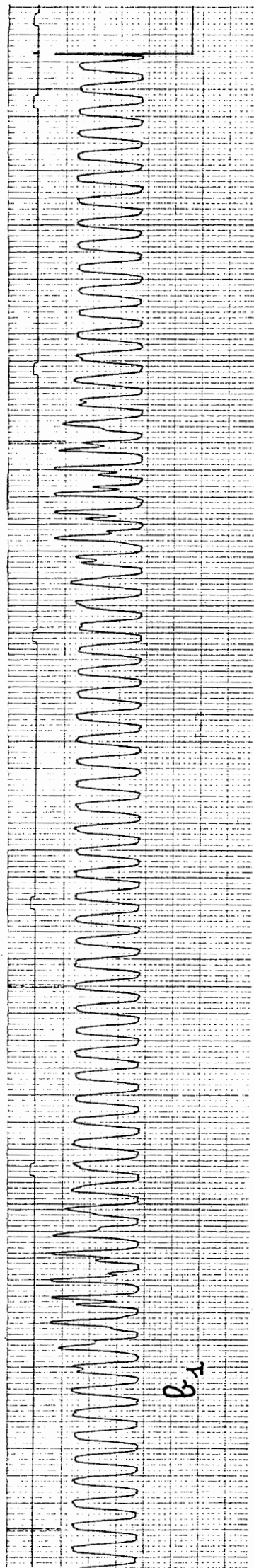


Fig. V IO

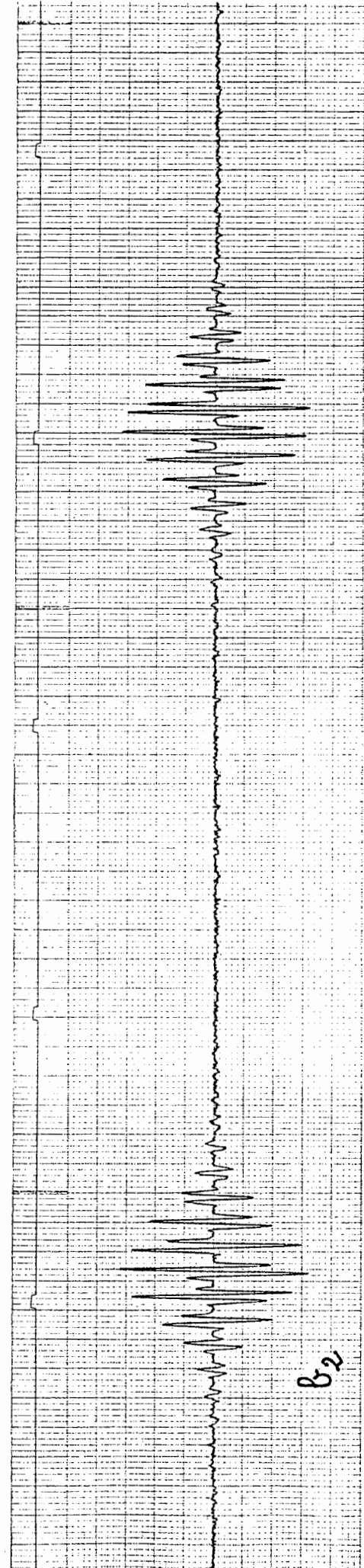
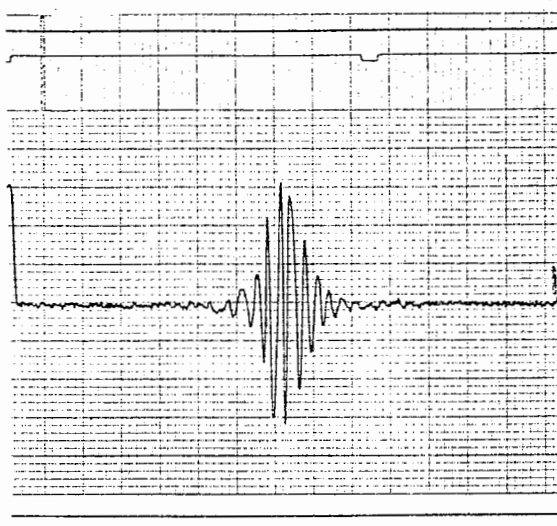
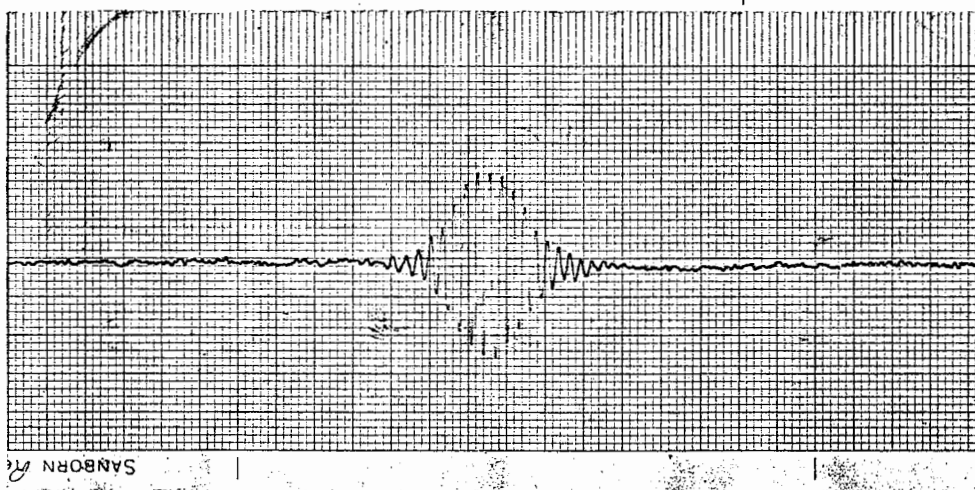


Fig. V II



a



b



c

Sur cette figure sont représentés trois interférogrammes obtenus en lumière blanche

- a) sans lentille
- b) avec lentille
- c) La source est filtrée par un rhodoïd vert

Les surfaces d'onde rouge ϕ_{r_1} et ϕ_{r_2} sont parallèles. Les surfaces d'onde bleue sont déviées vers l'axe et font entre elles un angle $2d\theta$.
Lorsque D représente la puissance de la lentille et h la hauteur d'incidence,

$$2d\theta = -2hdD ; dD = \frac{D}{v}$$

$$2d\theta = 2h \frac{D}{v} \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{ rad.}$$

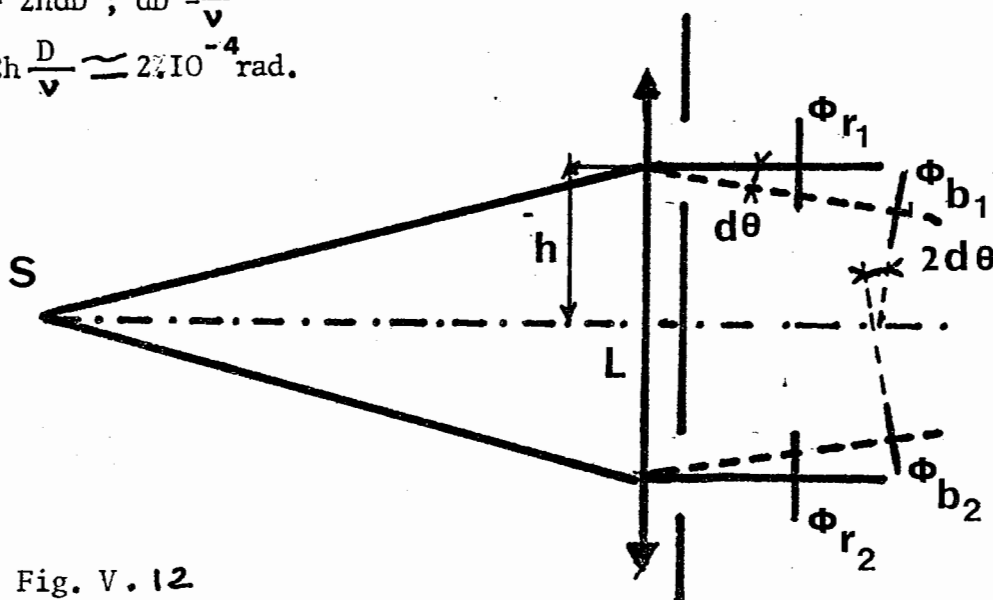


Fig. V. 12

Dans notre expérience $h = 90\text{mm}$;

L'interféromètre n'est plus en teinte plate pour les longueurs d'onde bleues . Les pupilles; dans cette expérience, avaient 20mm de diamètre ; on observe dans le champ un nombre N de franges ; $N = 10$

10 franges violettes sont visibles dans le champ. En admettant la linéarité du phénomène de dispersion et en tolérant une frange sur la pupille pour la radiation déréglée, on obtient un phénomène à peu près identique à celui que fournirait une source de $400 \text{ \AA}$ de largeur spectrale. L'interférogramme en lumière blanche a été obtenu à l'aide d'un montage modifié. L'objectif L de la figure V.12 a été supprimé et la source placée à 200 mètres de l'interféromètre. Cet interférogramme est celui de la figure V.11 a

V - 4 - DETECTION PAR DETECTION SYNCHRONE.

Tous les enregistrements montrés dans ce paragraphe ont été effectués en lumière blanche au cours d'une expérience de simulation. La fréquence de modulation du miroir vibrant est de 500 cycles seconde.

Fig. V I3.

Un interférogramme est enregistré à flux élevé et les franges ont un bon contraste.

- a) sans détection synchrone avec deux photomultiplicateurs.
- b) avec détection synchrone.

Les courbes ont des allures très semblables, la courbe b apparaît bien comme la dérivée de la courbe a.

Fig. V I4.

La constante de temps Δt ne doit pas être trop grande vis-à-vis de la période du phénomène à enregistrer, ici, 1,8sec. environ. La reproduction d'un interférogramme obtenu avec un détecteur et détection synchrone est correcte sur la coube b , $\Delta t = 300\text{ms}$. Cet enregistrement est effectué avec des franges de bon contraste au niveau du flux émis par Y Lyre.

Fig. V I5.

Ce phénomène est le même que celui précédemment enregistré . On utilise ici deux photomultiplicateurs et un amplificateur à détection synchrone.

- a) constante de temps de 100ms sans fluctuation d'amplitude
- b) constante de temps de 300ms sans fluctuation d'amplitude
- c) constante de temps de 300ms avec fluctuation d'amplitude à la fréquence 1/50sec.

Les fluctuations d'amplitude sont complètement effacées par filtrage. Cet enregistrement était fait au niveau du flux reçu de Y Lyre.

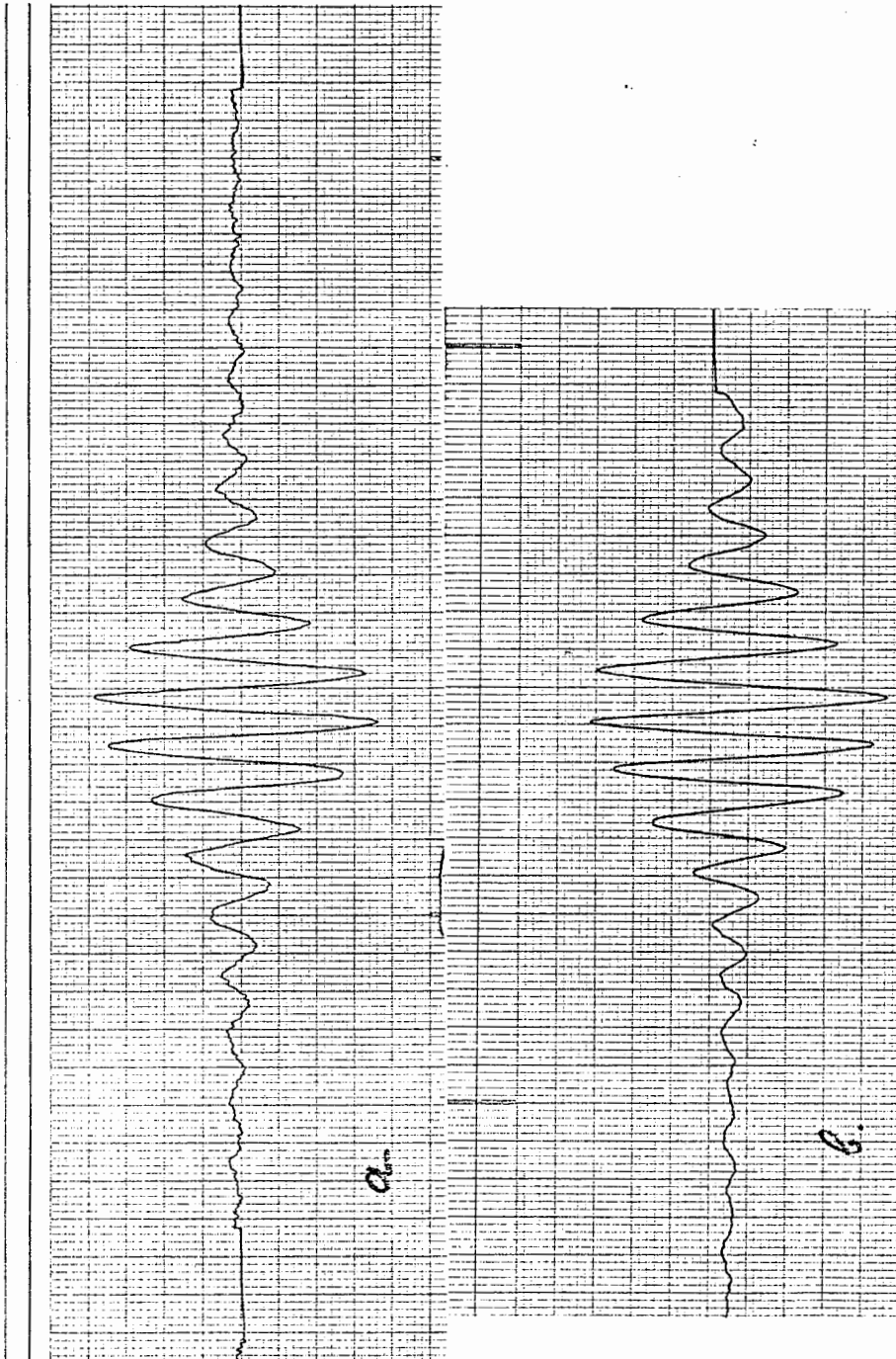


Fig. V 13

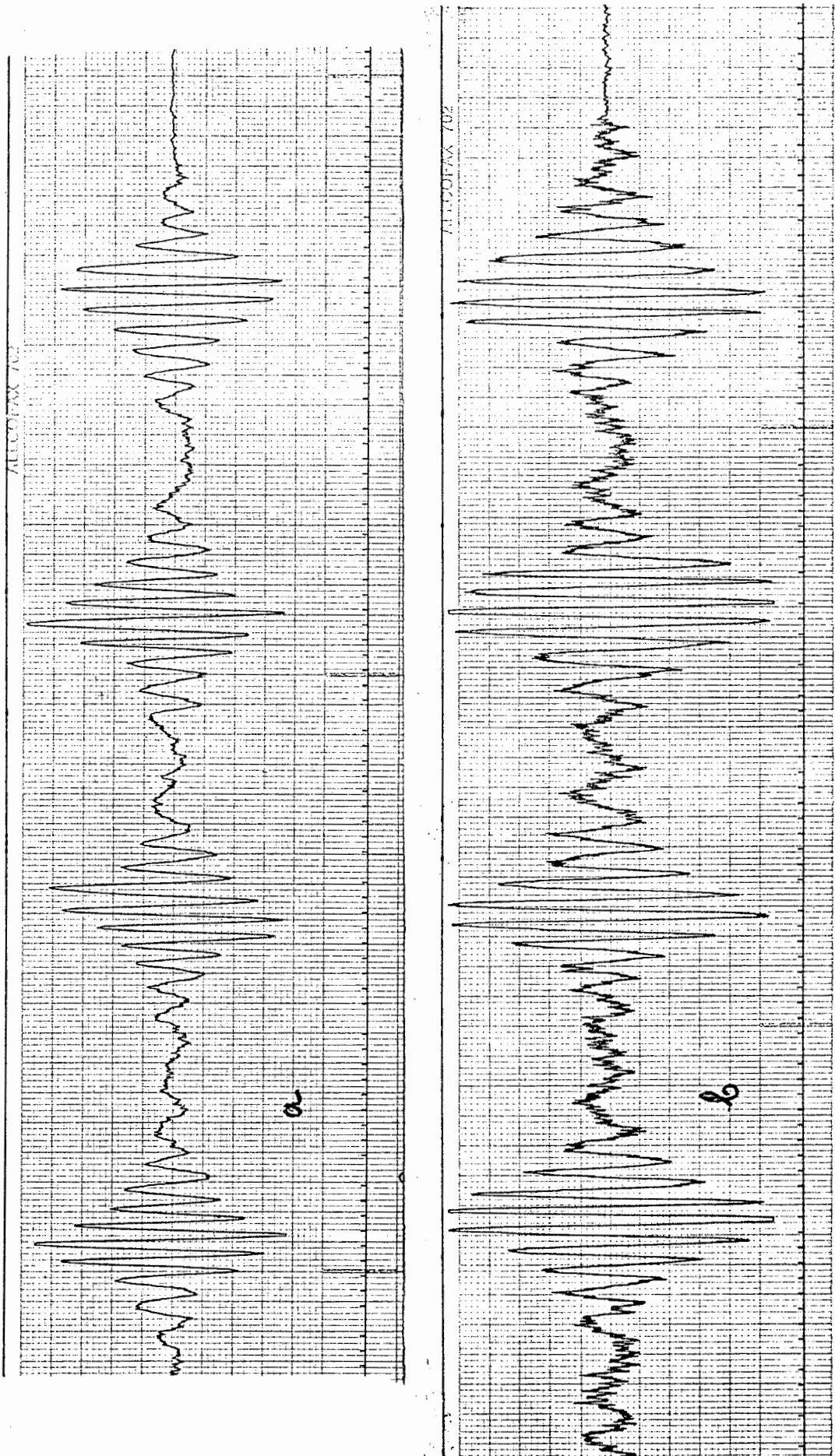


Fig. V I4



Fig. V I5

CHAPITRE VI.

EXPERIENCES SUR UNE SOURCE STELLAIRE REELLE.

VI - I - Principe général.

La source céleste, animée par rapport à la terre du mouvement diurne, doit être placée par rapport à l'interféromètre dans une direction bien précise. Ce problème admet deux solutions :

1° l'interféromètre poursuit l'étoile, dans ce cas il est monté sur une table équatoriale

2° L'interféromètre est fixe et c'est l'onde issue de l'étoile qui est amenée à occuper une position correcte par rapport à l'interféromètre ce qui suppose l'utilisation d'un sidérostât ou d'un télescope comme système de poursuite. Nous avons adopté cette deuxième solution. Un premier essai a été effectué au foyer coudé du télescope de 152cm de l'O.H.P. en octobre 1970; nous avons aperçu quelques passages de franges mais les résultats médiocres, dans l'ensemble, ont prouvé les insuffisances du premier prototype.

Une deuxième expérience a été réalisée en juillet 1972 à Marseille en utilisant le sidérostât-télescope du L.A.S.

Un sidérostât polaire renvoie, selon l'axe du monde, l'image stellaire. L'image est reprise par un miroir parabolique de 1 mètre de diamètre et de 5 mètres de distance focale. Formée au foyer de la parabole, l'image est réfléchiée par un miroir plan. Parabole et miroir plan sont situés dans un laboratoire et l'image de l'étoile focalisée en un point fixe situé au-dessus d'un banc d'optique. Le rayon moyen du faisceau est parallèle au banc. L'onde sphérique issue du télescope est transformée en onde plane grâce à un système d'adaptation catadioptrique (fig. VI 1) L'interféromètre est éclairé par cette onde plane.

Pour cette mission, les objectifs que nous nous étions fixés étaient les suivants :

1° Vérifier qu'il est possible de réaliser des interférences en teinte plate en prenant pour source une étoile, et cela, malgré les défauts de "l'instrument atmosphère"

2° Mettre en évidence l'influence du diamètre des pupilles utilisées sur le ciel.

3° Montrer l'influence de la réfraction atmosphérique

4° Déterminer la plus forte magnitude permettant avec notre matériel d'obtenir un signal utilisable.

VI - 2 REALISATION DU SYSTEME D'ADAPTATION.

C'est un télescope T' constitué par un miroir parabolique P et un miroir plan M. L'ouverture objet⁰ de ce système est la même que l'ouverture image du télescope $f/5$ (fig. VI I)

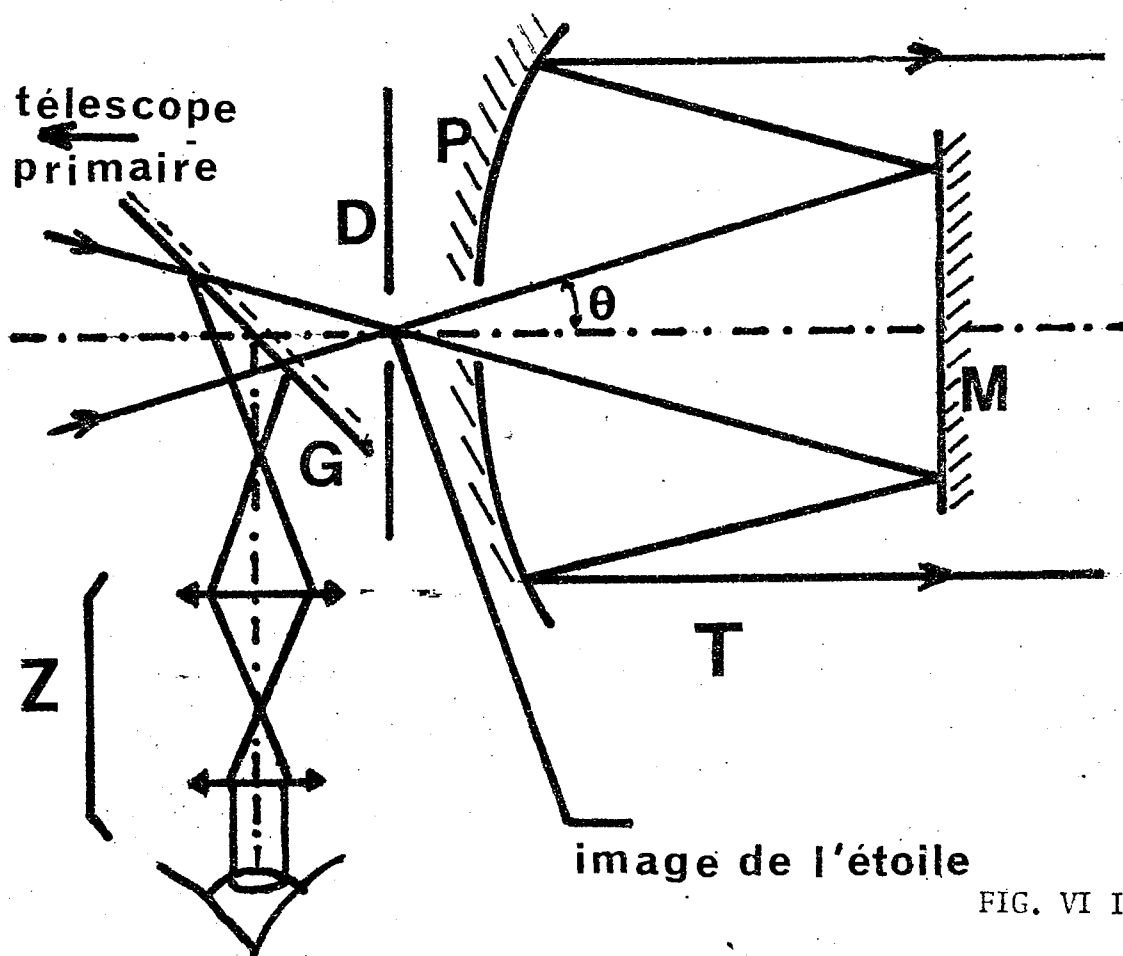


FIG. VI I

L'image de l'étoile est entourée d'un diaphragme D destiné à éliminer la lumière parasite. Le viseur à frontale fixe Z vise l'image de l'étoile par l'intermédiaire du miroir G. (lame de verre nu). Il est possible ainsi, à tout moment, de situer l'image de l'étoile (formée par la pupille entière du télescope) et de la ramener à un point fixe du champ objet du télescope T' grâce aux raquettes de commande des mouvements lents en ascension droite et en déclinaison du sidérost.

VI - 3. - ETUDE DE L'EXPERIENCE EN SIMULATION.

Une fente F (fig. VI 2) est placée au foyer du télescope T'. La direction correspondant à cet objet doit être la direction du visée de l'interféromètre I.

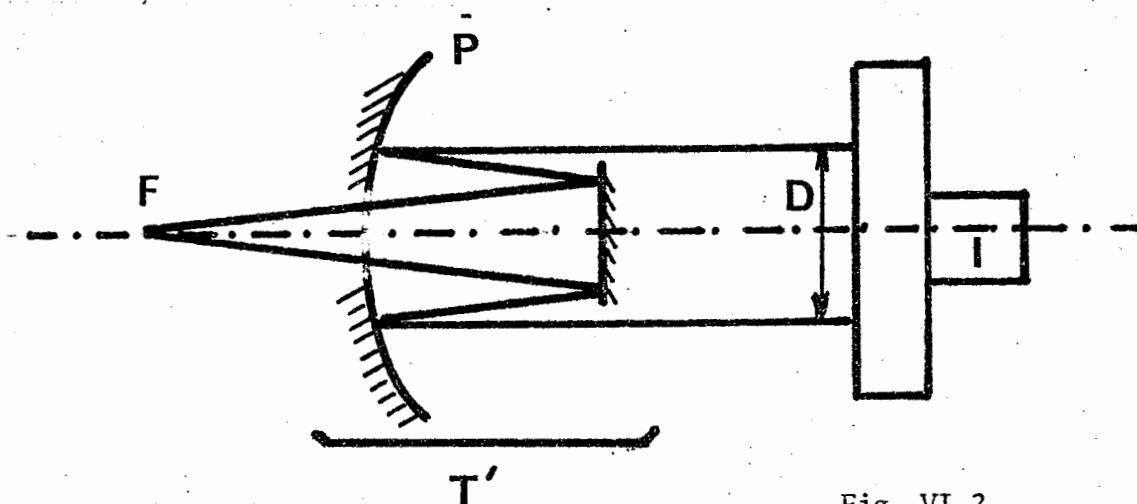


Fig. VI 2

Ce réglage est effectué en observant l'image de la fente dans la lunette autocollimatrice de l'interféromètre, ou mieux, en observant les franges obtenues au foyer du télescope en éclairant l'interféromètre en lumière blanche par l'une des deux voies. La fente F est placée dans le plan des franges et parallèlement à celles-ci. Pour obtenir une cohérence spatiale suffisante, l'ouverture de la fente doit être petite devant l'interfrange.

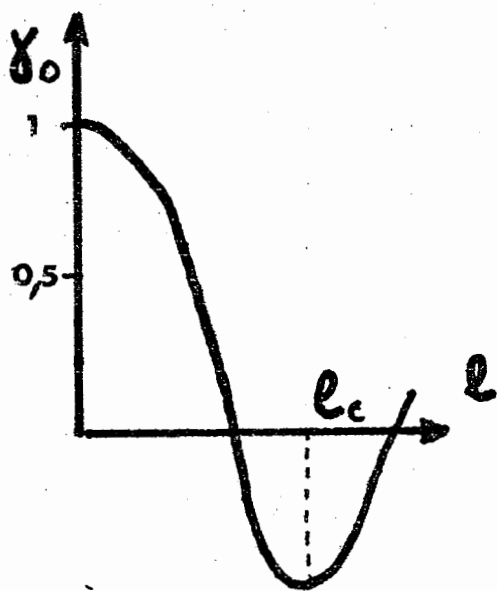


Fig. VI 3

aussi fine un faisceau homogène. Nous avons obtenu un interférogramme en lumière blanche

La distance focale du miroir parabolique du télescope T' est de 170mm $i = \frac{\lambda f}{D} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$

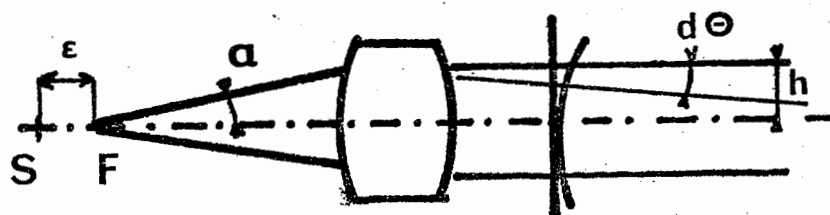
La fente précédemment décrite devrait être extrêmement fine, nous préférons utiliser une source plus large $l_c = 7 \cdot 10^3 \text{ mm}$ environ qui correspond au premier maximum de la courbe donnant la variation de γ_0 en fonction de la largeur l de la fente (fig. VI 3)

Le filament d'une lampe à iode est projeté sur cette fente. Il est très difficile d'obtenir avec une fente

VI - 4 - PRECISION DE LA MISE AU POINT DE LA SOURCE.

L'interféromètre a été réglé à la teinte plate par autocollimation sur un miroir plan. Avec quelle précision la source doit-elle être située au foyer du télescope d'adaptation pour que l'instrument reste réglé à la teinte plate? La tolérance que nous fixons est l'apparition d'une demi-frange dans la pupille.

Fig. VI 4



Pour un défaut de mise au point ϵ , l'écart normal introduit par rapport à l'onde plane de référence est $\Delta = \epsilon \alpha'^2$ (fig. VI 4)

La déviation angulaire des rayons est $d\Theta = \frac{d\Delta}{dh} = \frac{\epsilon h}{F^2}$

Pour que l'interféromètre demeure réglé à la teinte plate, la pupille ayant un diamètre D exprimé en mm, $d\Theta$ doit être inférieur à $\lambda/4F$

Dans notre expérience, $h = 10\text{cm}$, $F = 180\text{cm}$, $\lambda = 0,6\text{ }\mu\text{m}$

$\frac{\epsilon h}{F^2} \leq \frac{\lambda}{4D}$ d'où $\epsilon \leq \frac{\lambda F^2}{4Dh}$; $\epsilon = 0,7\text{mm}$ pour une pupille de 10mm. Cette tolérance est sévère. Lorsque ce réglage n'est pas correct

l'image de l'étoile est dédoublée dans la lunette. Il faut se garder de rattraper le décalage par les réglages de l'interféromètre pour conserver une translation entre les pupilles.

VI - 5 - EXPERIENCE SUR UNE ETOILE REELLE.

Le télescope d'adaptation est placé sur le banc d'optique scellé sur le pilier du télescope. L'interféromètre est posé sur un support en tubes soudés. Le télescope a un pilier dont la surface est malheureusement trop petite pour recevoir le support de l'interféromètre, ce qui ne facilite pas l'élimination des vibrations. Le réglage de l'interféromètre est effectué selon la méthode mise au point lors des essais en simulation. La position de l'étoile est approchée par rapport à la position idéale au foyer du télescope T' en disposant une fente parallèlement aux franges obtenues en éclairant l'interféromètre par l'une des voies de sortie. Le modulateur est placé au milieu de son excursion. La croisée du viseur V' est placée en situation convenable en observant à la fois la frange blanche et l'image

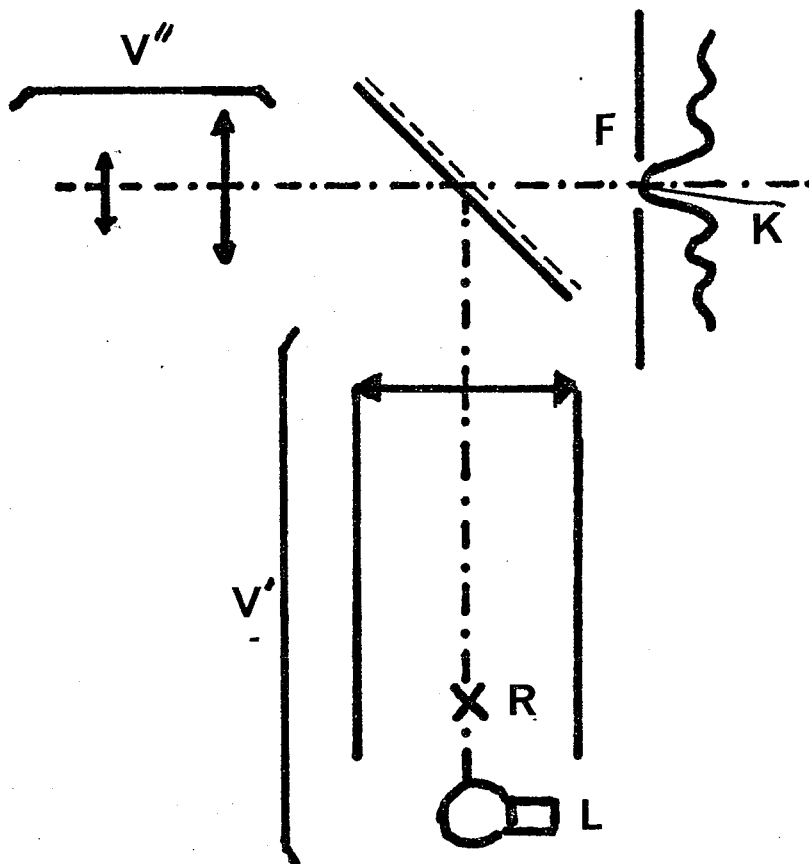


Fig. VI 5

F : fente

L : lampe d'éclairage auxiliaire

K : frange blanche

éclairée du réticule R, grâce à un viseur auxiliaire V'. L'image de l'étoile est située sur le réticule R grâce aux mouvements du télescope. Pendant toute l'expérience, il est nécessaire de recentrer l'image de l'étoile sur le réticule R pour palier aux insuffisances prévues du mouvement de poursuite et aux effets de la réfraction atmosphérique.

VI - 6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Toutes les expériences effectuées dans les locaux du L.A.S. à Marseille l'ont été par la méthode de détection soustractive sans détection synchrone.

La translation entre les pupilles dans l'espace objet est de 80cm environ. Cette valeur due aux dimensions de l'instrument de poursuite a été gardée constante dans toutes nos expériences.

Les résultats obtenus sont consignés sur les figures suivantes:

VI - 6 - 1 - Fonctionnement de la séparatrice (lumière blanche)

Prenant Véga comme source, nous avons vérifié le fonctionnement correct de la séparatrice pour différents diamètres des pupilles utilisées sur le ciel (fig. VI 6). Nous notons aussi sur cette figure l'accroissement de la scintillation lorsque le diamètre de la pupille diminue.

La figure VI 7 montre le phénomène de scintillation directement enregistré sur l'écran de l'oscillographe cathodique.

VI - 6 - 2 - Enregistrement d'interférogrammes

(passage de franges en lumière blanche)

La figure VI 8 montre un signal de franges obtenu en lumière blanche sur Véga. L'interférogramme inférieur est obtenu en traitant le signal par

SANE

a

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

H

b

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

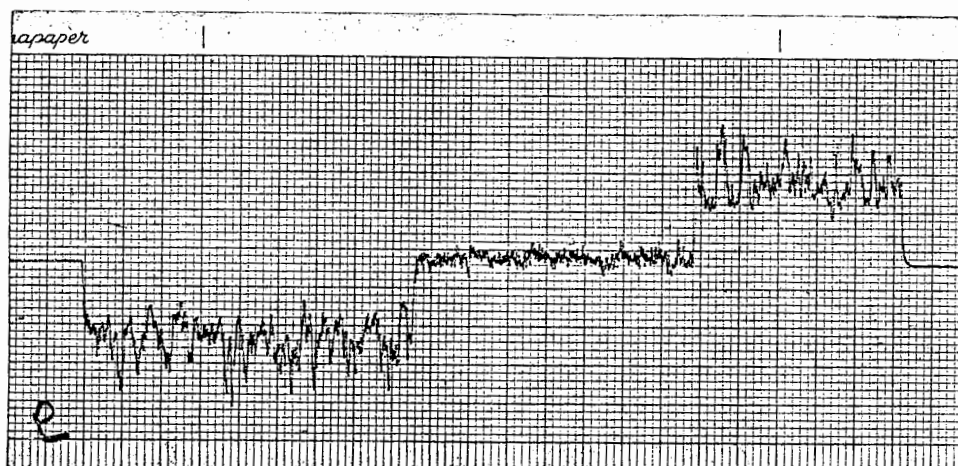
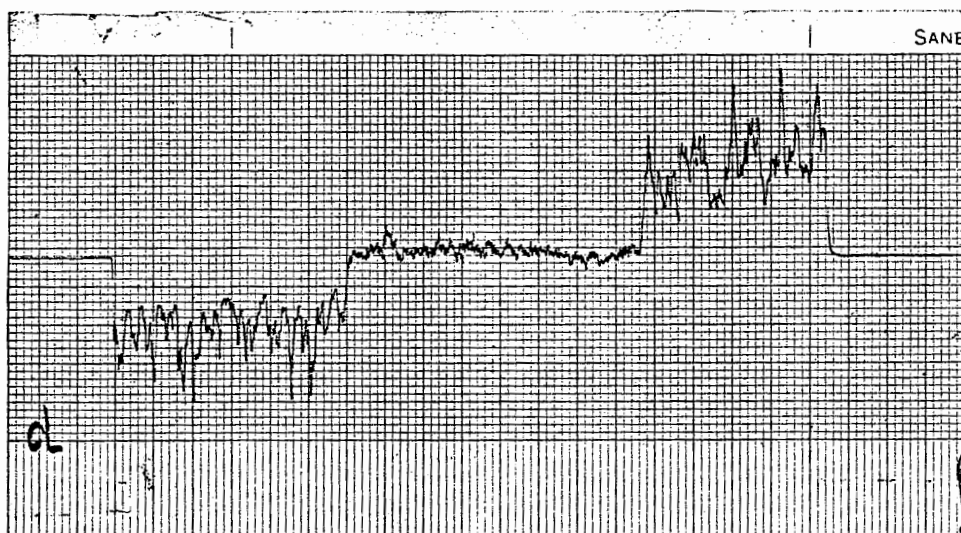
Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

c

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.

Handwritten notes on graph paper, including a large 'a' at the bottom left and a large 'H' at the top left.



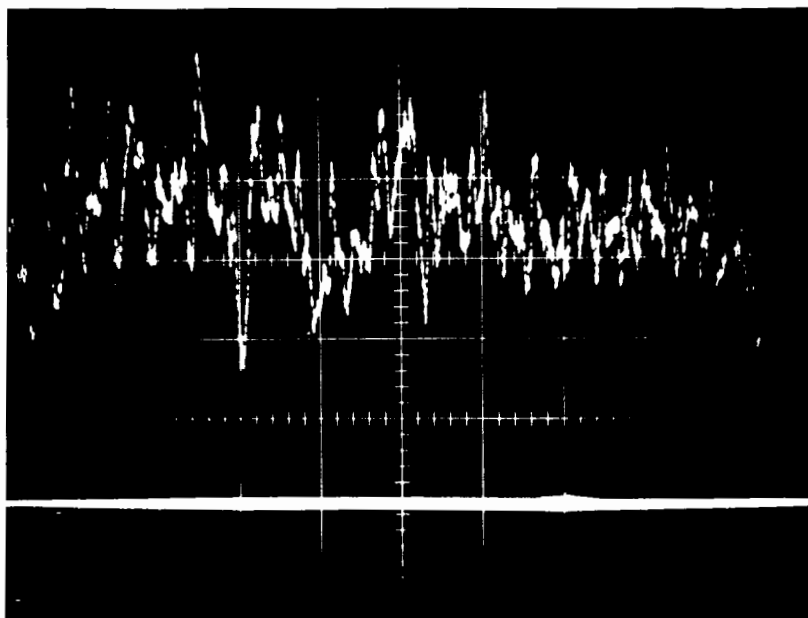
VEGA : Scintillation et signal différence avec pupille de

- a) 87 mm
- b) 70 mm
- c) 52,5 mm
- d) 35 mm
- e) 17,5 mm

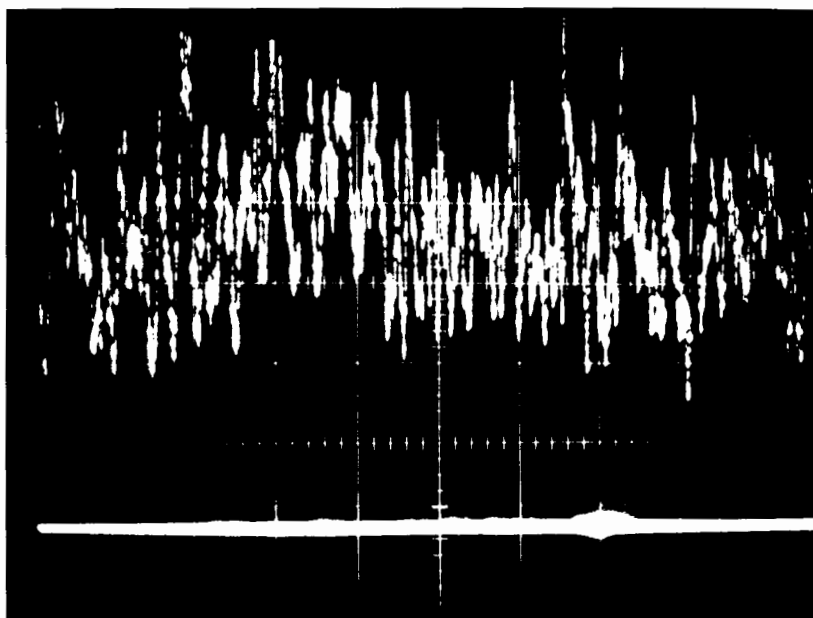
VI.6

Fig. VI 6

Scintillation



Pupille de 15mm de diamètre



Pupille de 70mm de diamètre

En abscisse, 1 carreau = 100ms
 Constante de temps, 1ms

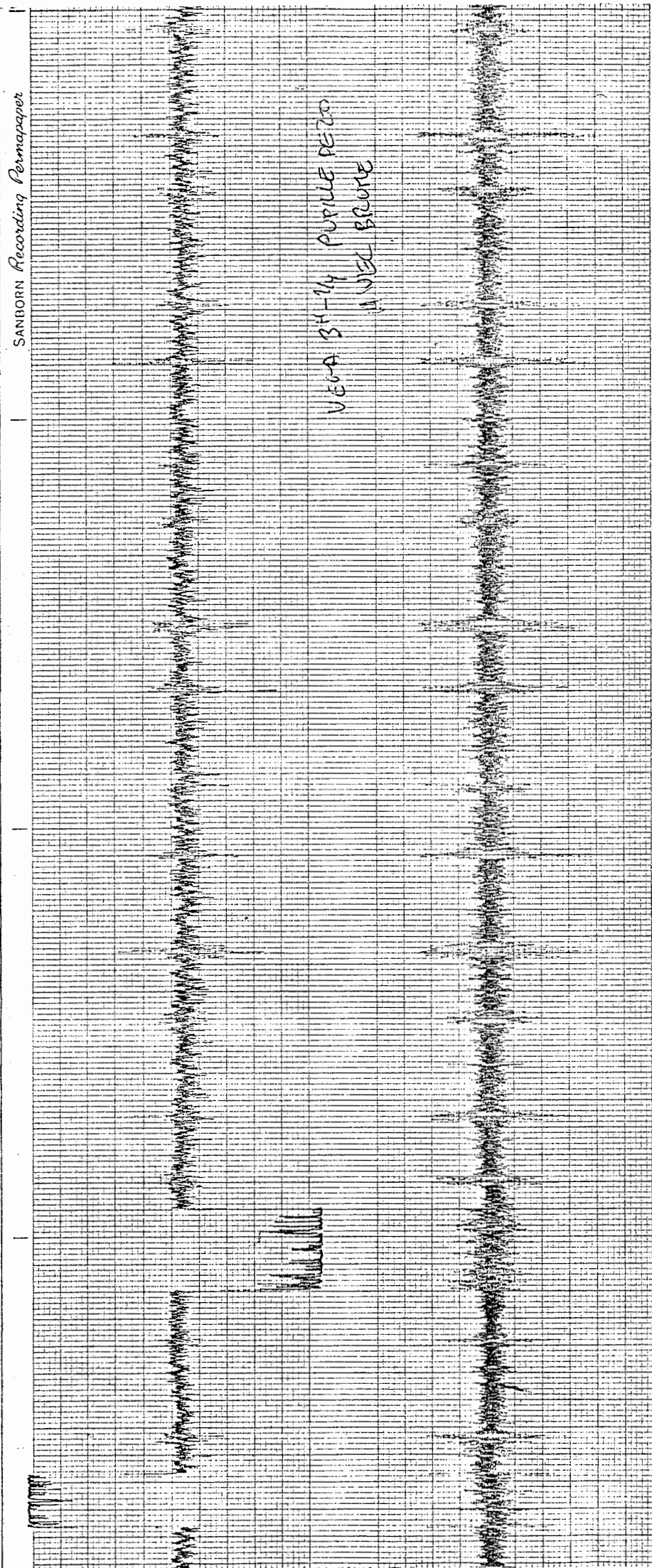
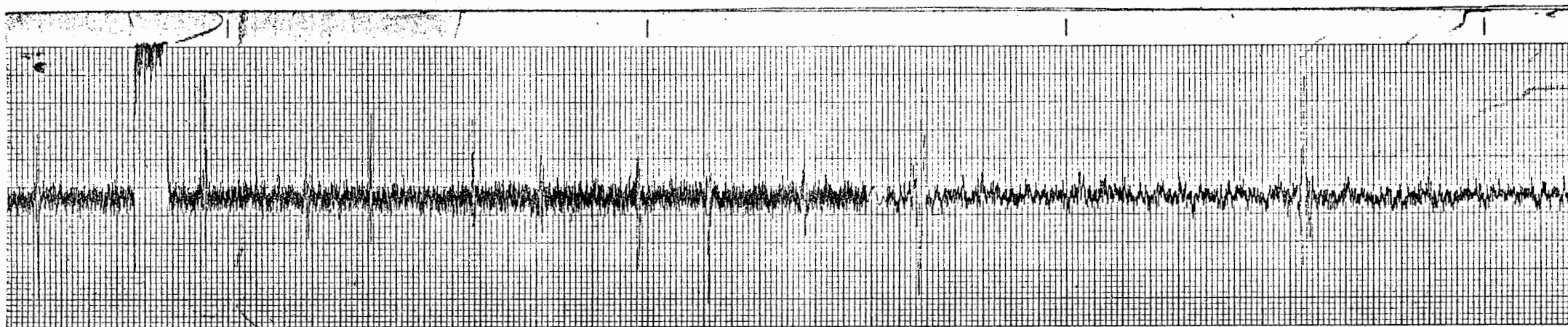


Fig. VI 9

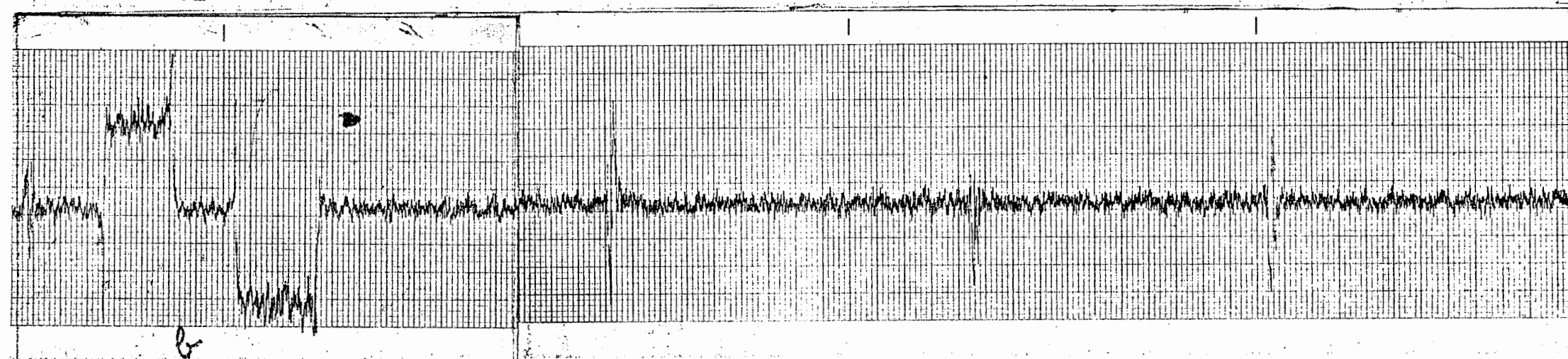
Véga : trois heures après le passage au zénith (avec brume).



a

HEWLETT • PACKARD

RECORDING PERMAPAPER®



b

Fig. VI IO (Véga)

a) pupille de 17,5mm

b) pupille de 35mm

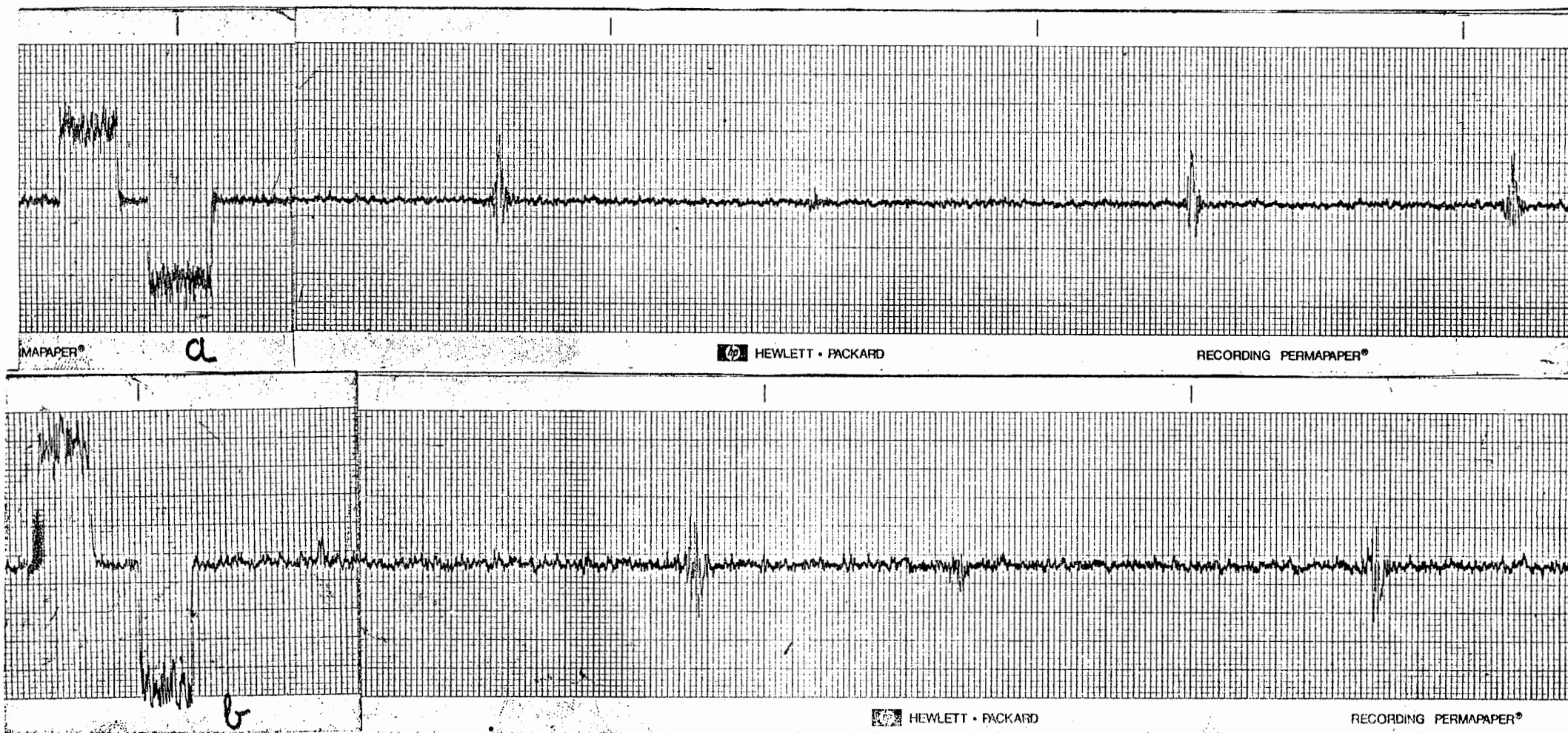
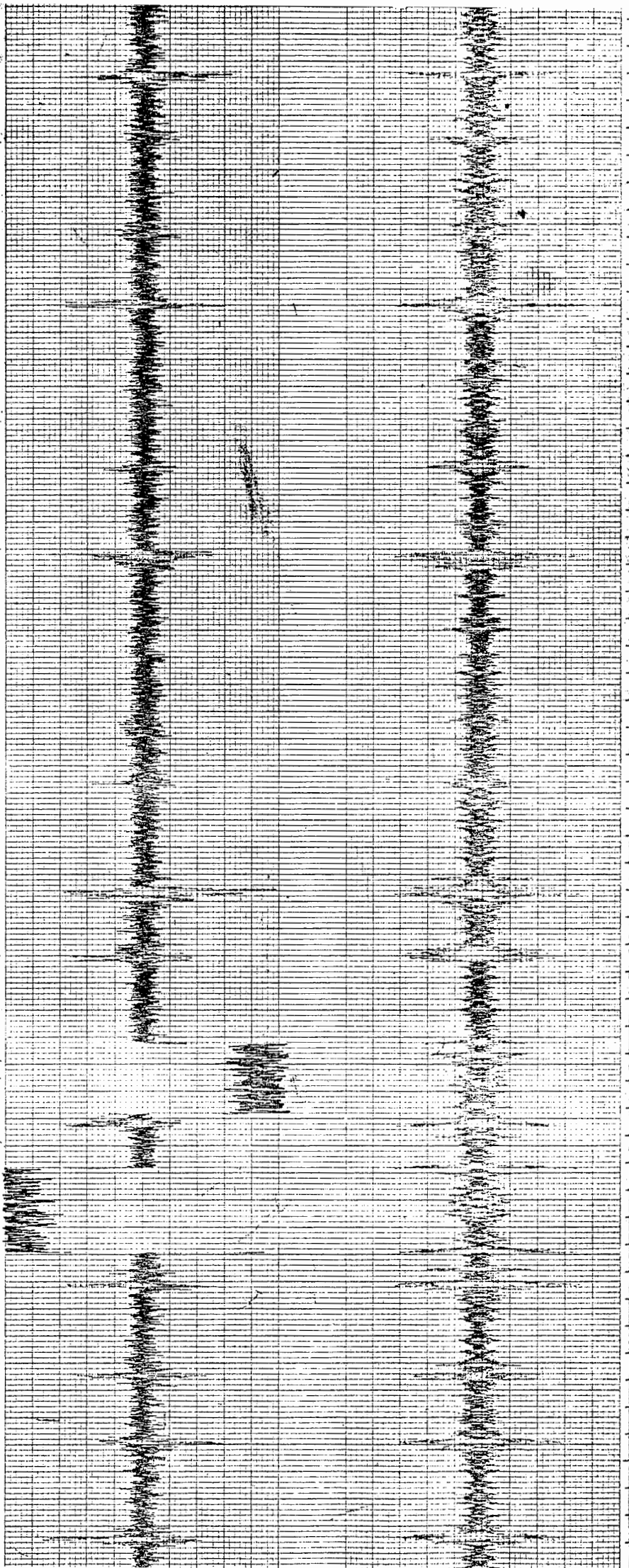


Fig. VI IO (suite)

a) pupille de 52mm

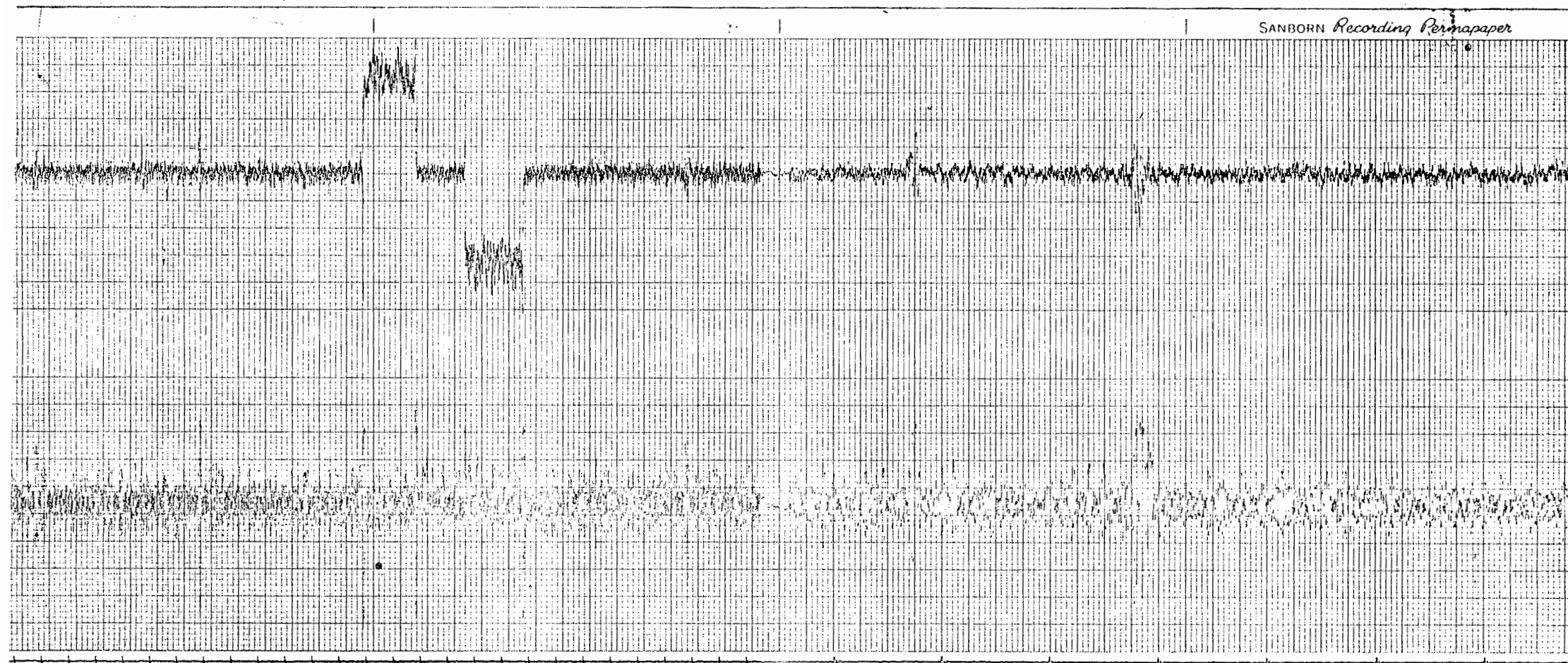
b) pupille de 70mm

SANBORN Recording Paper



H K 1 ACC

Fig. VI II Cygne. Pupille de 35mm



> 1 sec. c

Fig. VI 12

Cygne. Pupille de 70mm

filtrage à travers un filtre actif de bande passante étroite et centrée sur la fréquence de modulation du signal de franges.

La figure VI 9 montre une séquence de passages de franges observées sur Véga en lumière blanche. (Réfraction atmosphérique).

De même, la figure VI 10 montre une série de séquences sur Véga avec des diamètres de pupilles différents.

La figure VI 11, une séquence sur α Cygne ,A2p Mv 1,3 (Deneb)

La figure VI 12, une séquence sur γ Cygne ,F8p Mv 2,3

VI - 7 - CONCLUSIONS.

Ces enregistrements nous montrent que la méthode interférentielle utilisant un dédoubleur par translation réglé en teinte plate permet de détecter un signal de franges sur une source stellaire réelle, même en lumière blanche. L'utilisation d'une base suffisante permet de déduire de tels enregistrements, le diamètre apparent d'étoiles. Nous avons obtenu un signal de franges sur étoile non résolue, encore exploitable sur γ Lyre (Mv 3,3) en utilisant un diamètre de pupille de 75mm. En opérant en un lieu plus "astronomique" on augmenterait la valeur de la magnitude limite.

VI - 8 - NOUVELLE METHODE DE DETECTION DU SIGNAL.

L'observation des diverses bandes enregistrées à Marseille nous a suggéré qu'il serait plus intéressant d'obtenir un signal de franges dont la durée serait plus longue. La fréquence ν_0 du signal sinusoïdal étant faible par rapport aux fréquences de modulation de l'amplitude dues à la scintillation, cette méthode permet d'intégrer, en partie, les fluctuations du terme $|Y|_A$ lié à la fonction de cohérence de l'atmosphère. Mais dès que la fréquence porteuse du signal devient faible, le filtrage du signal pour éliminer le terme parasite $G(\phi_1 + \phi_2)$ devient impossible. La solution à ce problème est fournie par une modulation rapide de la phase du terme principal grâce à un miroir vibrant et à la détection synchrone du signal selon le schéma précédemment décrit. D'autre part, pour ne pas trop réduire le temps de mesure (période pendant laquelle apparaissent les franges), on est conduit à réduire l'excursion en phase de la lame oscillante, ce qui nécessite un système de guidage de l'étoile plus soigné et moins fastidieux que celui dont nous disposons. Il est possible, par exemple, de remplacer le viseur Z de la figure VI I par le vidicon d'un circuit fermé de télévision, l'étoile étant constamment centrée à l'aide des raquettes du télescope sur une croisée de fils placée sur l'écran du moniteur.

On peut utiliser aussi un guidage automatique du type de ceux utilisés par P. Connes pour ses expériences de spectrométrie.

Nous avons effectué une étude en simulation de cette forme de détection du signal en étudiant une étoile artificielle dans le couloir de 100 mètres de l'Institut d'Optique à Orsay. La scintillation est simulée par l'obturation périodique d'une pupille de l'interféromètre par une pale de ventilateur à fréquence de 30 cycles/sec.

Les résultats sont consignés sur les figures ci-après où nous avons enregistré des interférogrammes au niveau de lumière émise par Véga, γ Lyre et le $\frac{1}{10}$ de γ Lyre, ce qui constitue une étoile de magnitude 5,8, niveau encore mesurable par ces méthodes. Les enregistrements présentés ont été obtenus par la méthode de détection par différence et une constante de temps de 1ms.

La figure VI I3 représente une simulation au niveau du flux reçu de Véga ; le balayage interne est lent. Il n'y a pas de scintillation.

Dans la figure VI I4, les conditions sont identiques à celles portées sur la figure précédente mais la scintillation est simulée.

La figure VI I5 représente la même expérience au niveau du flux reçu de γ Lyre.

Et la figure VI I6, la même expérience au niveau du 10ème du flux reçu de γ Lyre.

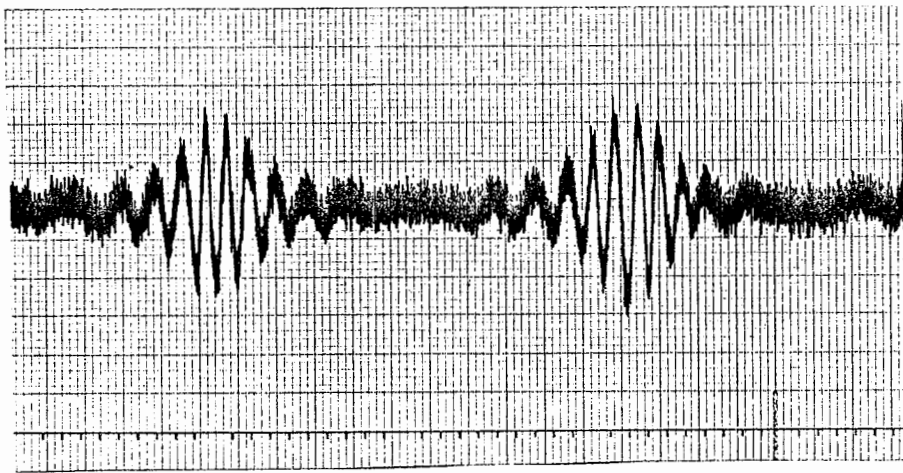
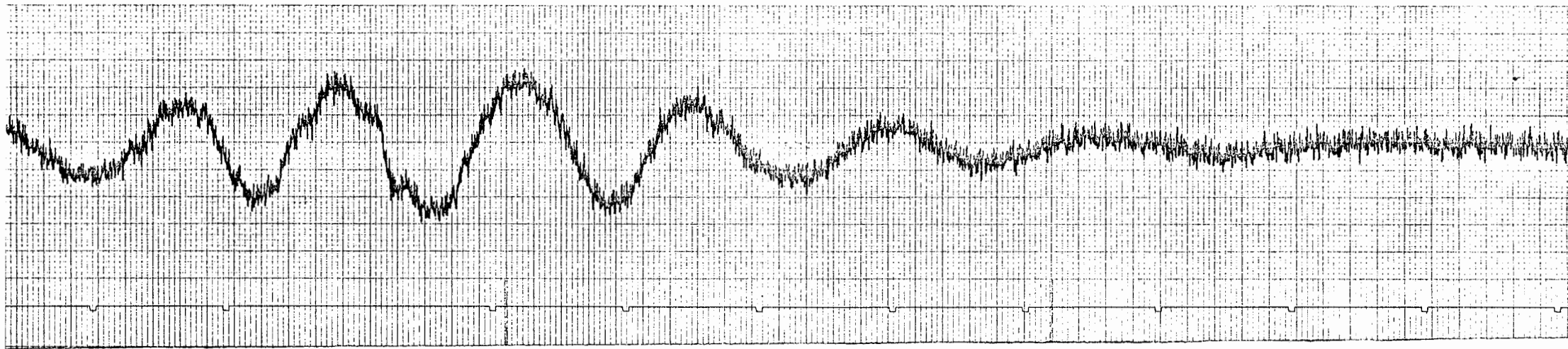


Fig. VI I3

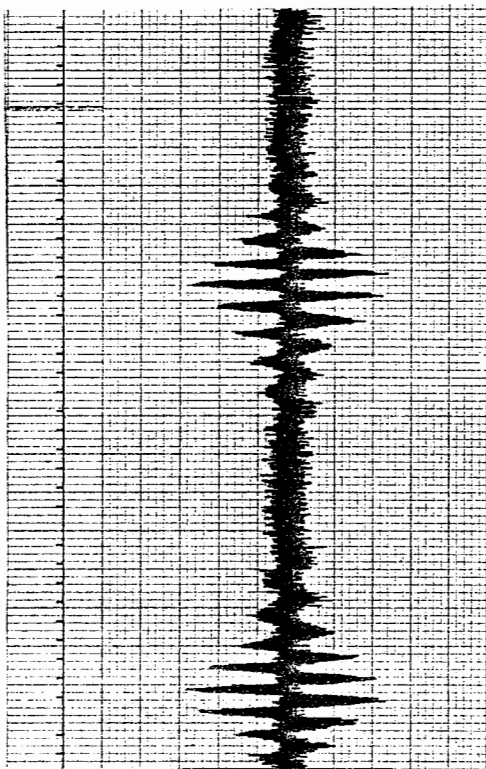
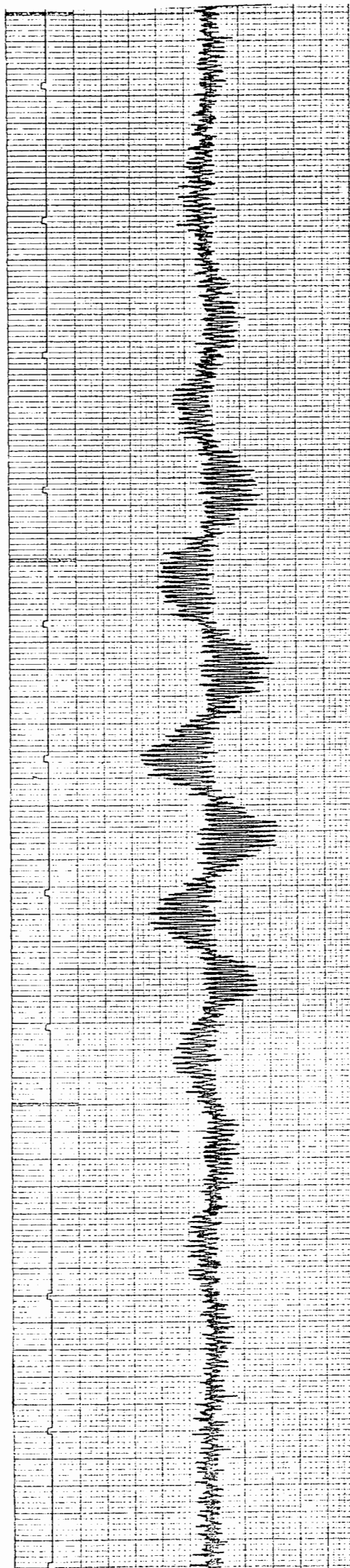


Fig. VI I4



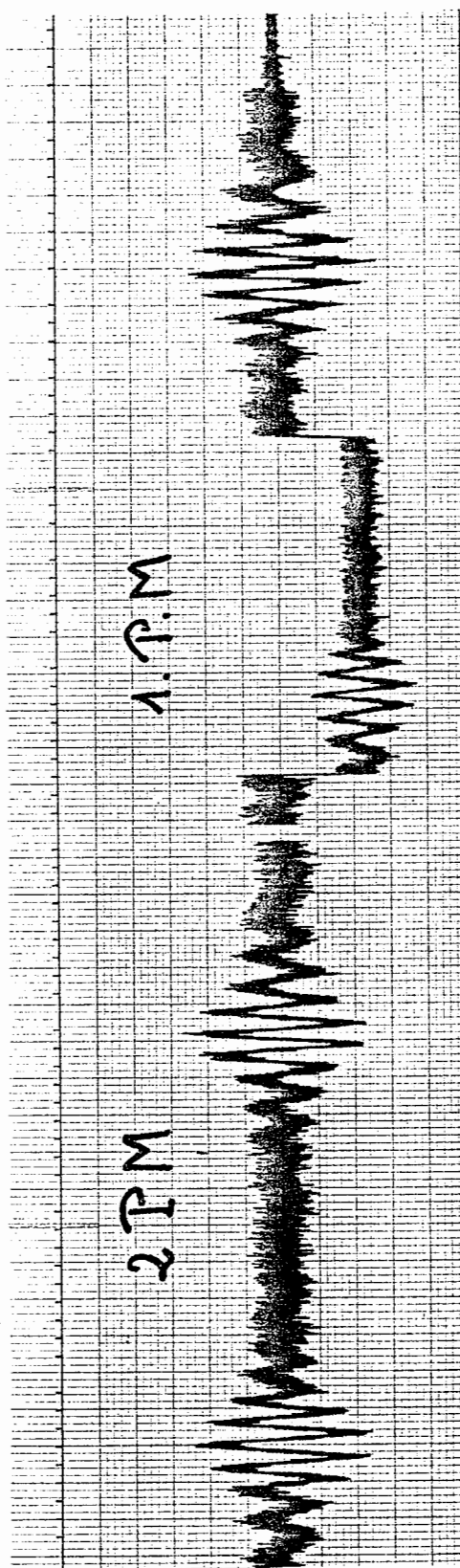
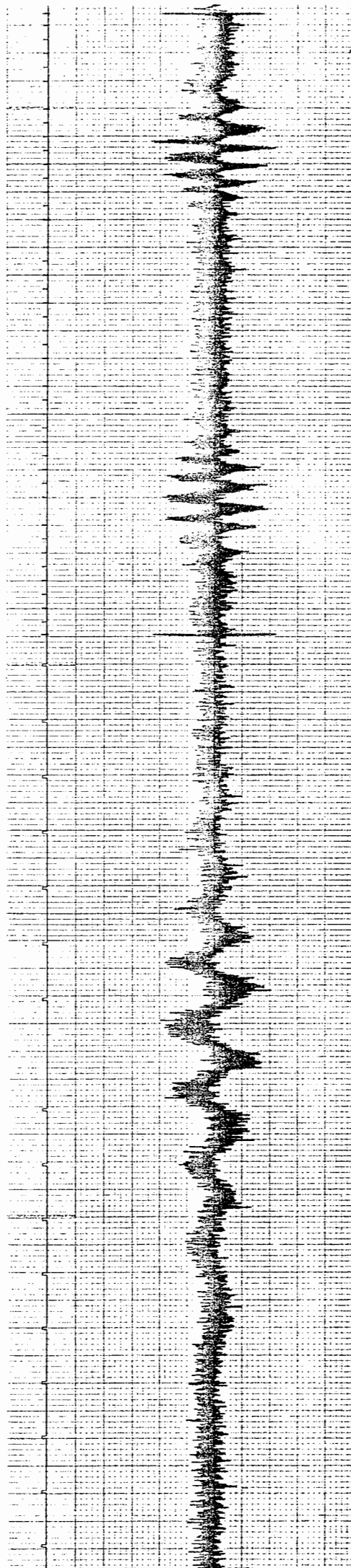


Fig. VI I5



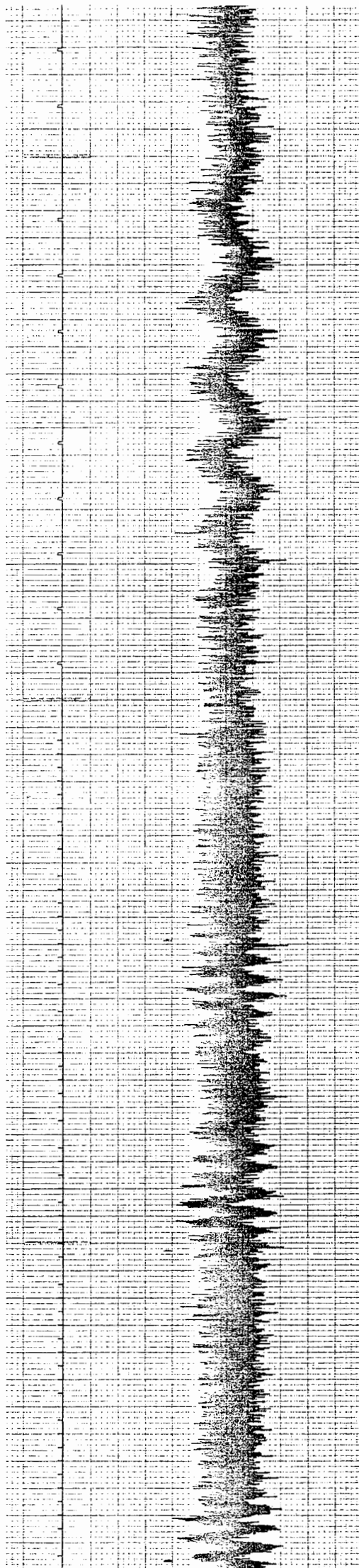


Fig. VI I6

VI - 9 - PROJET DE MESURE DIRECTE DE $|\gamma_s|$

La source est quasi-monochromatique.

Les signaux S_1 et S_2 recueillis à la sortie des deux détecteurs recevant les flux lumineux issus des sorties I et II ont pour expression

(III - 7 - I) en fonction de la différence de marche due à l'interféromètre: ∂_M

$$S_1 = k [\Phi_1 + \Phi_2 + 2\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| \cos(2\pi\partial_M\sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2})]$$

$$S_2 = k [\Phi_1 + \Phi_2 + 2\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| \cos(2\pi\partial_M\sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2} + \pi)]$$

Placé sur l'un des bras de l'interféromètre, un miroir vibrant crée une différence de marche supplémentaire sinusoïdale d'amplitude $k\lambda_0$ et de pulsation ω . Dans les deux expressions précédentes ∂_M doit être remplacé par

$$\partial_M + k\lambda_0 \cos \omega t$$

Nous avons montré (III - 8 - 2) qu'en utilisant un amplificateur à démodulation synchrone, réglé à la pulsation ω sur la voie I on obtient un signal $\xi_1(\partial_M, t)$

$$\xi_1(\partial_M, t) = 2k\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| 2J_1(2\pi\sigma k\lambda_0) \times \sin(2\pi\partial_M\sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2})$$

En opérant une démodulation synchrone à la pulsation 2ω du signal fourni par la voie 2, on obtient un signal $\xi_2(\partial_M, t)$

$$\xi_2(\partial_M, t) = 2k\sqrt{\Phi_1}\sqrt{\Phi_2} |\gamma_s| |\gamma_A(M, M_2, 0)| 2J_2(2\pi\sigma k\lambda_0) \cos(2\pi\partial_M\sigma + \alpha_{1,2} + \beta_{1,2} + \pi)$$

Dans ces expressions J_1 et J_2 désignent les fonctions de Bessel d'ordre I et 2. On remarque qu'à tout instant les arguments des termes $\cos(\quad)$ et $\sin(\quad)$ ont même valeur [$\alpha_{1,2}$ est constant, $\beta_{1,2}$ et $2\pi\sigma\partial_M$ sont variables en fonction du temps]. Choisissons une amplitude de vibration du miroir vibrant (termek) telle que $J_1(2\pi\sigma k\lambda_0) = J_2(2\pi\sigma k\lambda_0)$ ou ajustons les gains des amplificateurs pour corriger les différences des valeurs des termes J_1 et J_2 .

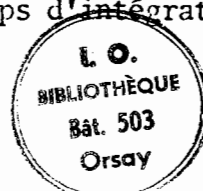
Après élévation au carré des termes ξ_1 et ξ_2 , additionnons $\xi_1^2 + \xi_2^2$. On obtient le signal

$$\Phi_1 \Phi_2 |\gamma_s|^2 |\gamma_A(M, M_2, 0)|^2 (J_1(2\pi\sigma k\lambda_0))^2$$

qui est proportionnel à $\Phi_1 \Phi_2 |\gamma_s|^2 |\gamma_A(M, M_2, 0)|^2$

que l'on peut écrire $|\gamma_s|^2 |T_A|^2$

Dans cette expérience T_A est défini sur le temps d'intégration des



photomultiplicateurs donc extrêmement court, et est mesuré dans une bande spectrale temporelle qui est déterminée par le réglage de la constante de temps des circuits de filtrage des amplificateurs à détection synchrone. Rappelons que $|\gamma_A|$ défini sur le temps d'intégration des photomultiplicateurs est toujours voisin de 1. Le terme cherché $|\gamma_3|$ est multiplié par ϕ, ϕ_2 , terme aléatoire (scintillation atmosphérique). Les fluctuations sont réduites par intégration. La figure VI I7 représente les différentes étapes du traitement du signal.

Dans l'expérience que nous venons de décrire, le monochromatisme de la source doit être suffisant pour que les imperfections du système de poursuite de l'astre visé n'introduisent pas de fluctuations de la différence de marche qui risqueraient, par manque de cohérence temporelle; d'introduire une correction importante à la valeur mesurée de $|\gamma_3|$. Il est aussi possible d'étudier une source de composante spectrale large. La détermination de $|\gamma_3|$ pour la différence de marche nulle est obtenue par un balayage de la différence de marche ∂_M introduite par l'interféromètre. On obtient alors l'enveloppe des interférogrammes tracés par les méthodes précédentes.

Le montage de l'électronique de cette expérience a été réalisé par N. Hartmann et F. Farfal pour être utilisé sur le spectromètre à modulation sélective réalisé au laboratoire par J. Sabater.

La maquette a été essayée avec succès en spectrométrie, mais le montage définitif n'a pu encore être utilisé en association avec l'interféromètre stellaire.

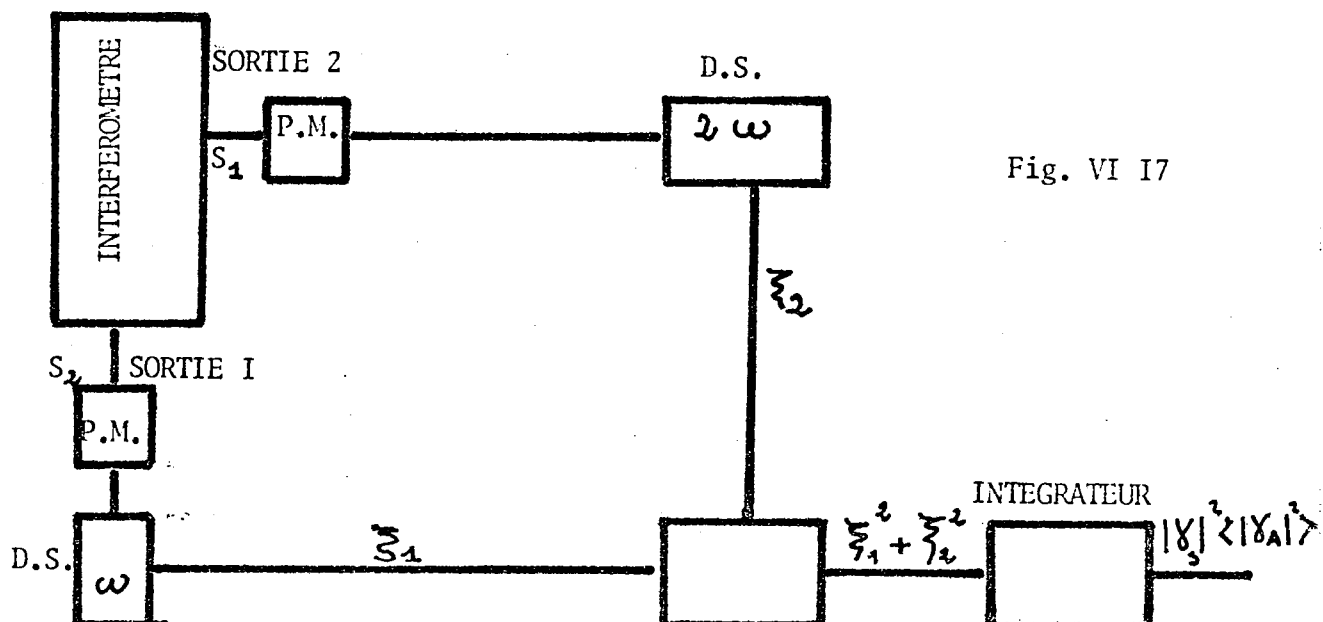


Fig. VI I7

CHAPITRE VII.

ETUDE DE LA FONCTION DE TRANSFERT DE L'ATMOSPHERE .

La qualité de l'image moyenne enregistrée dans le plan image d'un instrument dépend à la fois de l'atmosphère et des qualités de l'instrument considéré.

Dans le cas d'un détecteur dont le temps d'intégration est long, une information intéressante est la F.T.M. moyenne de l'ensemble instrument-atmosphère. Nous avons rappelé que la fonction de transfert moyenne est le produit de la fonction de transfert propre à l'instrument par la fonction de cohérence mutuelle moyenne des vibrations qui arrivent en deux points de la pupille situés à une distance d qui correspond à la période spatiale considérée de l'image ($d = v\lambda f'$)

Pour étudier l'influence de l'atmosphère, nous disposons de deux méthodes différentes

- a) Déterminer la fonction de cohérence mutuelle
- b) Déterminer la F.T.M. moyenne de l'ensemble atmosphère-instrument et en déduire, connaissant la F.T.M. de l'instrument, la dégradation introduite par l'atmosphère.

VII - 1 - FONCTION DE COHERENCE $T_A(M_1, M_2, 0)_T$

Une source ponctuelle de lumière quasi-monochromatique de longueur d'onde λ éclaire à travers l'atmosphère à étudier un plan P. Les vibrations $V_1(t)$ et $V_2(t)$ arrivent au temps t aux points M_1 et M_2 . La fonction $T_A(M_1, M_2, 0)_T$ a pour expression
$$T_A(M_1, M_2, 0)_T = \frac{1}{T} \int_0^T V_1(t) V_2^*(t) dt$$

T_A défini sur un temps infiniment long est appelé F.T.M. de l'atmosphère.

La valeur de T_A est fonction

- a) de la distance des points M_1 et M_2
- b) de la longueur d'onde de la lumière utilisée
- c) du temps d'intégration T .

La fonction de cohérence complexe habituellement définie correspond à T infini. Il est utile de connaître l'évolution de Γ_A en fonction du temps d'intégration T et de savoir à partir de quelle valeur du temps d'intégration la fonction de transfert de l'atmosphère garde une valeur constante.

VII - I - 1 - METHODE DE MESURE.

Une source ponctuelle quasi-monochromatique S placée au foyer d'un collimateur C éclaire à travers une couche d'atmosphère un interféromètre I à dédoublement par translation, figure VII I

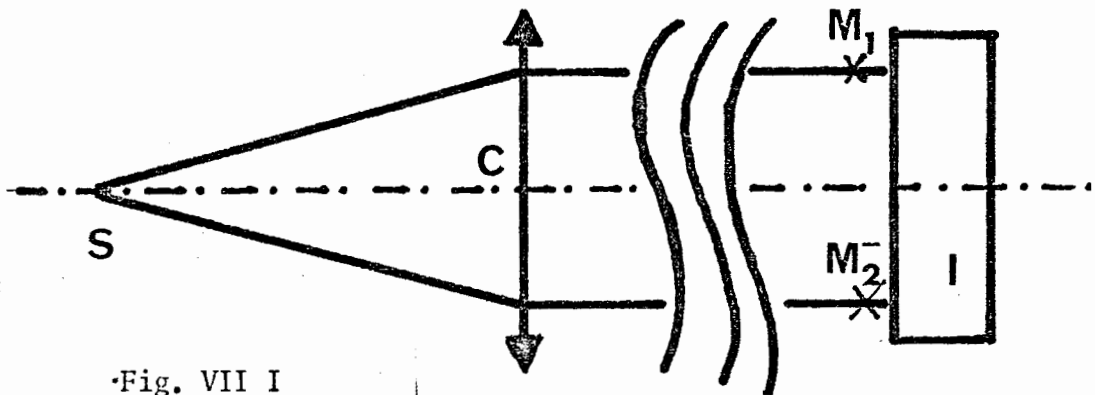


Fig. VII I

Le degré de cohérence partielle dû à la source S entre les vibrations qui arrivent en M_1 et M_2 a pour valeur I . Désignons par I_1^T et I_2^T les valeurs moyennes des intensités lumineuses intégrées sur un temps T aux points M_1 et M_2 et par $\Gamma_A(M_1, M_2, 0)_T = |\overline{T_A(M_1, M_2, 0)_T}| e^{j\xi_{1,2}}$ la fonction de cohérence complexe moyenne définie sur un temps d'intégration T , $\xi_{1,2}$ est l'argument de la fonction complexe $\overline{T_A(M_1, M_2, 0)_T}$

La valeur moyenne du flux sortant de l'interferomètre par l'une des voies est

$$\phi = K \left[\frac{1}{T} \int_0^T V_1(t) V_1^*(t) dt + \frac{1}{T} \int_0^T V_2(t) V_2^*(t) dt + 2 \left| \frac{1}{T} \int_0^T V_1(t) V_2^*(t) dt \right| \cos(2\pi\sigma\delta + \xi_{1,2}) \right]$$

ce qui s'écrit en tenant compte des définitions précédentes :

$$\phi = K [I_1^T + I_2^T + 2 |\overline{T_A(M_1, M_2, 0)_T}| \cos(2\pi\sigma\delta + \xi_{1,2})]$$

En utilisant l'une des méthodes précédemment décrites, on obtient un signal électrique proportionnel à $|\overline{T_A(M_1, M_2, 0)_T}| \cos(2\pi\sigma\delta + \xi_{1,2})$. Le temps d'intégration des détecteurs utilisés est T .

La variation de ce signal est sinusoïdale en fonction de δ et l'amplitude est proportionnelle $|\overline{T_A(M_1, M_2, 0)_T}|$. La valeur de $\overline{T_A(M_1, M_2, 0)_T}$ est définie

à l'instant t pour un couple de points M_1 et M_2 distants de $\overline{M_1 M_2}$. En fait, la mesure est effectuée simultanément sur un grand nombre de couples de points $N_1 N_2$ tels que $\overline{N_1 N_2} = \overline{M_1 M_2}$. On définit ainsi une valeur moyenne d'ensemble $\langle \Gamma_A(M_1 M_2 O)_T \rangle$ étendue à la surface de la pupille utile de l'interféromètre. En supposant les propriétés de l'atmosphère stationnaires $\langle \Gamma_A(M_1 M_2 O)_T \rangle$ est fonction de $\overline{M_1 M_2}$, du temps d'intégration T et de l'aire du domaine sur lequel est prise la valeur moyenne. $\langle \Gamma_A(M_1 M_2 O)_T \rangle$ est lié à une fonction de cohérence "instantannée" T_A qui s'écrit $T_A = |T_A| e^{i\beta_{(1,2)}}$ ou $\beta_{(1,2)}$ représente la différence de phase qui existe à l'instant t entre les vibrations incidentes aux points séparés par la distance $M_1 M_2$. Les variations de $|T_A|$ sont mesurées par les méthodes précédentes. En utilisant des photomultiplicateurs, on dispose de détecteurs dont le temps d'intégration est négligeable devant la plus courte période contenue dans le spectre de fluctuation atmosphérique et on peut écrire $T_{AT} = \frac{1}{T} \int_0^T |T_A| e^{i\beta_{(1,2)}} dt$. Il est intéressant de connaître les fluctuations de $\beta_{(1,2)}$ qui constituent une caractéristique de l'atmosphère.

VII - I - 2 ETUDE DE LA FLUCTUATION DE PHASE.

A l'aide d'un interféromètre à dédoublement par translation, on forme un système de franges d'interférences. Les dimensions des pupilles d'entrée de l'interféromètre sont suffisamment faibles pour que T_A garde une valeur constante pour tous les points de l'aire considérée. L'interféromètre est réglé de sorte que les deux ondes émergentes fassent entre elles un léger angle : on observe un système de franges rectilignes dont la direction est réglée, par exemple, perpendiculairement au plan de symétrie de l'interféromètre. Le déplacement d'une frange traduit les fluctuations du terme de phase $\beta_{(1,2)}$. En suivant, par un processus adapté, le déplacement d'une frange, on connaît l'amplitude maximale de la fonction $\beta_{(1,2)}$ en fonction du temps et on peut faire l'analyse spectrale du mouvement des franges en fonction du temps, donc de la fonction $\beta_{(1,2)}$.

VII - I - 3 REALISATIONS EXPERIMENTALES.

L'ensemble des expériences précédentes est effectué à l'aide de l'interféromètre stellaire tant que la distance $M_1 M_2$ reste comprise entre 12 cm et 1 mètre. La détection du signal est effectuée à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone D.S. La fréquence de vibrations du miroir auxiliaire est de 2 à 5 kilocycles. La largeur de bande sur laquelle est défini $|T_A|$ est réglée par exemple par la valeur de la constante de temps du circuit de filtrage de l'amplificateur à détection synchrone réglable entre 1 ms et 10 sec. Pour mesurer $|T_{AT}|$, on adjoint au système un circuit intégrateur qui définit le temps T , fig. VII 3. L'étude de dédoublement plus faible est réalisée par l'utilisation d'un appareil dérivé d'un interféromètre de Mach-Zender.

Si l'on translate les deux miroirs M et M' de la même longueur p dans le même sens dans une direction perpendiculaire à leur plan, la figure VII 2 montre qu'il est possible de superposer et de faire interférer deux portions de la surface d'onde initialement décalée de

$h = 2\sqrt{2} p$. Une différence de marche h est introduite entre les deux surfaces d'onde transmises, ce qui implique l'utilisation d'une source de haute cohérence temporelle (laser)

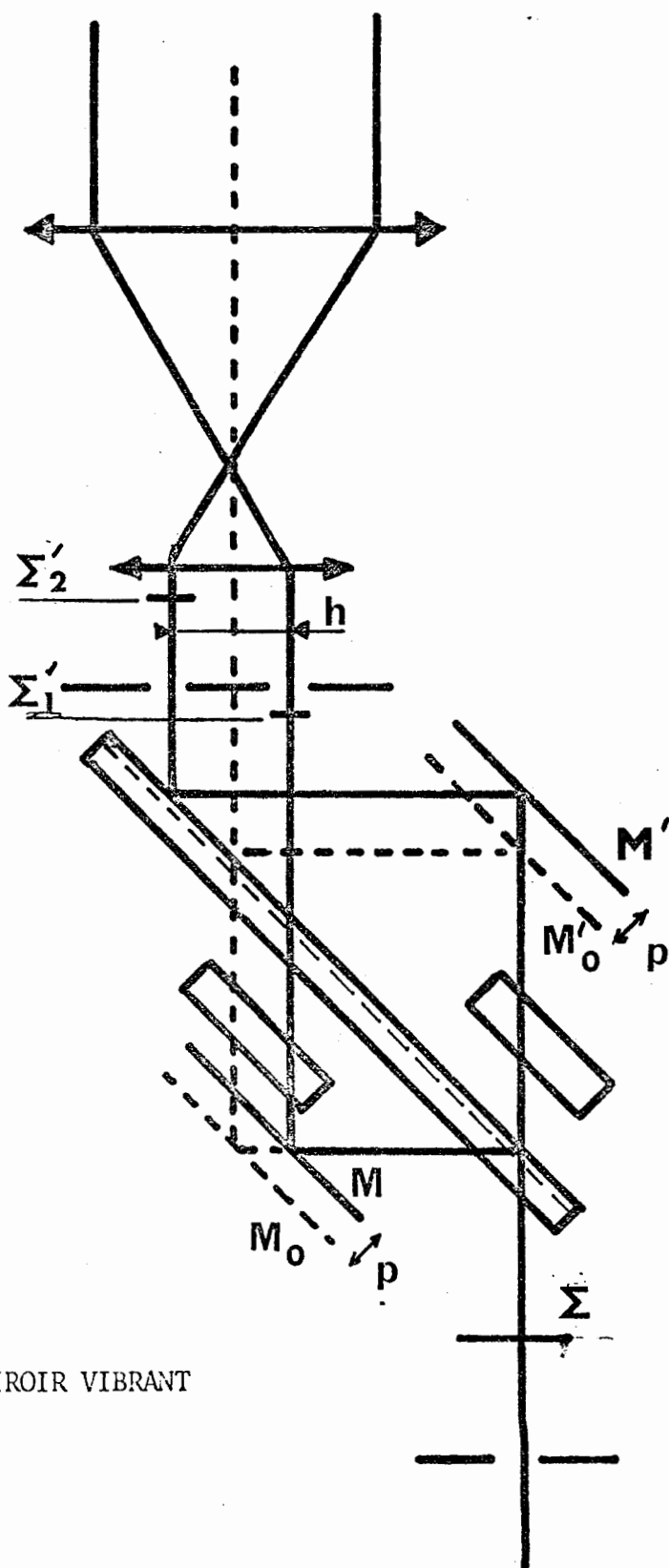
Une modulation interne est introduite, comme dans l'interféromètre stellaire, par une lame oscillante. Le dédoublement atteint sur la réalisation expérimentale est de l'ordre de 15mm.

Une amplification du dédoublement est obtenue en plaçant devant l'interféromètre un système afocal. L'un des miroirs M ou M' est rendu vibrant en le montant sur 3 céramiques comme dans le cas de l'interféromètre stellaire pour permettre la détection du signal.

L'étude de la fluctuation de phase est effectuée en plaçant derrière l'un des interféromètres précédents un suiveur mesureur de déplacements réalisé au laboratoire par J.M. Bouvresse.

M' MIROIR VIBRANT

FIG. VII 2



VII - I - 4 RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1°) Mesure de $T_A(M_1 M_2 0)_T$ à distance $\overline{M_1 M_2} = \text{constante}$.

Le dédoublement reste égal à la distance à laquelle doit être effectuée la mesure. La source est un laser He-Ne. La fréquence de vibration du miroir auxiliaire est 2 kilocycles. La détection du signal est obtenue en utilisant un amplificateur à détection synchrone. La modulation interne introduite par la lame oscillante est à basse fréquence. (La période de la modulation reste grande par rapport au temps d'intégration T). Le signal électrique obtenu est une fonction sinusoïdale du temps. Un échantillonnage de la fonction

$$|T_A(M_1 M_2 0)| \text{ est atteint à chaque fois que } \cos(2\pi \omega t + \beta_{1,2}) = \pm 1$$

Ce système a été testé avec succès sur une veine d'air de 180 mètres réalisée par le grand couloir de l'Institut d'Optique à Orsay, fig. VII 3, mais jusqu'à présent nous n'avons pas eu l'occasion d'effectuer des mesures à l'extérieur.

On peut imaginer aussi que l'on utilise un interféromètre à deux sorties. Comme nous l'avons décrit précédemment, des détections synchrones réglées, l'une sur la fréquence de modulation du miroir, l'autre sur la fréquence double (Ch. VI - 3 - 2) permettent d'obtenir des signaux R_1 et R_2 . La somme $R_1^2 + R_2^2$ est proportionnelle à $|T_A(M_1 M_2 0)_T|^2$. Le temps d'intégration T est obtenu par le réglage du circuit intégrateur et la largeur de la bande par la constante de temps des circuits de filtrage des amplificateurs à détection synchrone. Il est possible alors de tracer les variations de $|T_A T|^2$.

Toutes ces mesures à distance $\overline{M_1 M_2}$ fixe peuvent être effectuées à l'aide de diamètre de pupilles variables. On mesure alors $|\langle T_A(M_1 M_2 0) \rangle|$.

2°) Mesure de $|T_A(M_1 M_2 0)_T|$ à distance $\overline{M_1 M_2}$ variable.

Les techniques sont les mêmes que précédemment, mais on préfère utiliser l'interféromètre dérivé de l'interféromètre de Mach. L'étude est effectuée après avoir choisi un temps d'intégration et un diamètre de pupille.

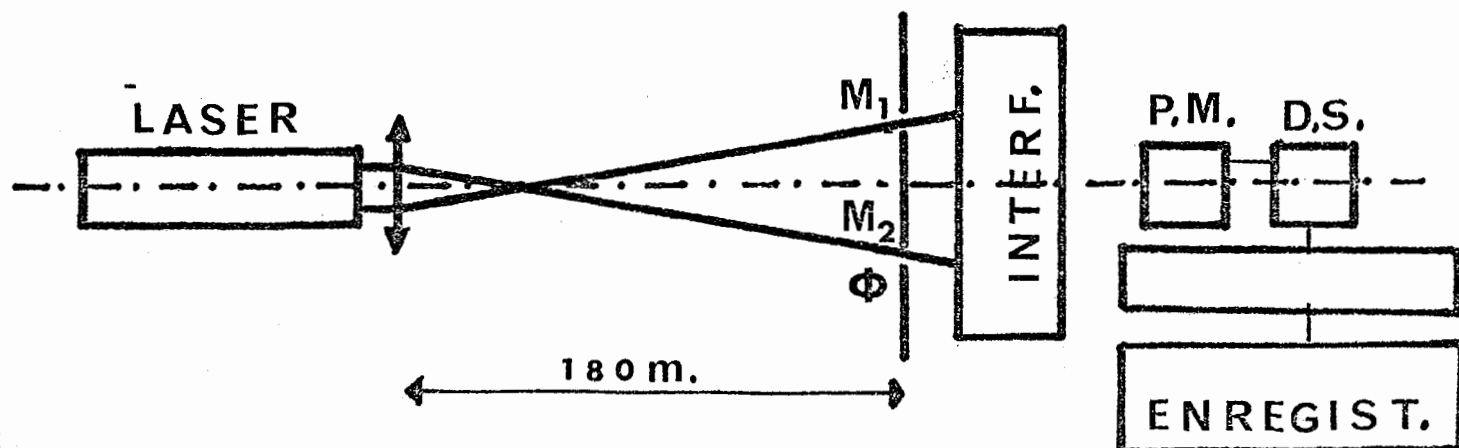


Fig. VII 3

3°) Estimation de $\langle | \Gamma_A(M_1 M_2, 0) | \rangle_T$ sur une source stellaire réelle.

En normalisant $\langle | \Gamma_A(M_1 M_2, 0) | \rangle_T$ à la valeur moyenne de l'intensité détectée on peut avoir une idée du degré de cohérence partielle. Les expériences effectuées au L.A.S. sur les sources stellaires réelles nous ont permis de vérifier que dans les conditions du site de Marseille, à l'instant des expériences, le degré de cohérence entre des points situés à 80 cm garde une valeur voisine de 1 pour des pupilles de 17,5 et 35 cm, de 0,6 pour des pupilles de 70mm. La fonction de cohérence mesurée est définie dans les expériences réalisées, sur un temps d'intégration T qui est celui des photomultiplicateurs et pour une constante de temps du circuit de filtrage de 1ms.

4°) Etude de la fluctuation de phase.

La figure ci-dessous montre l'expérimentation effectuée, dans le couloir de L'Institut d'Optique par J.M. Bouvresse. (18)

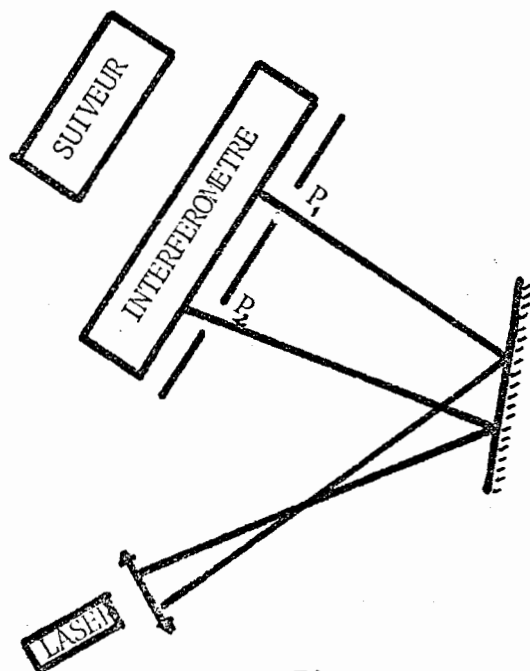


Fig. VII 4

La distance parcourue est de 200 mètres environ.

Un laser He-Ne de 15 mw éclaire l'interféromètre stellaire. L'élargissement du faisceau est obtenu par une lentille cylindrique. L'interféromètre donne un système de franges dont les déplacements sont mesurés par le suiveur mesureur. Le signal électrique délivré par cet instrument est proportionnel au déplacement de l'objet visé. Les deux pupilles P_1 et P_2 de l'interféromètre ont 1cm de diamètre et sont placées à 20 cm l'une de l'autre. Le déplacement observé de la frange repérée peut atteindre deux ou trois longueurs d'onde. La fluctuation de la différence

de phase des vibrations lumineuses qui traversent les pupilles P_1 et P_2 est un phénomène aléatoire; il en est de même du déplacement des franges. On étudie ainsi l'argument β_{12} de $\Gamma_A(M_1 M_2, 0)$. On mesure le spectre temporel du signal obtenu qui est identique à celui de la différence de phase β_{12} . Un corrélateur temporel a été utilisé pour obtenir des résultats statistiques. A partir de la fonction $X(t)$ représentant la position de la frange, le corrélateur calcule la fonction d'autocorrélation du signal $C(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T X(t) X(t-\tau) dt$ en fonction du temps d'intégration T . Cet appareil calcule aussi la densité de probabilité de présence du signal $X(t)$. Les photographies VII 5 et VII 6 représentent un aspect des résultats obtenus. Le temps d'intégration T est de 3 minutes.

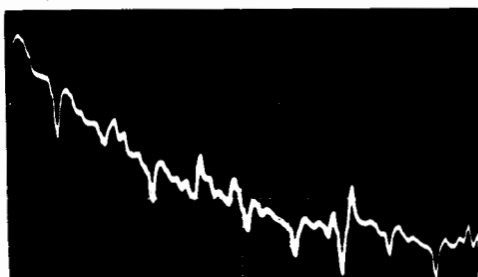


Fig. VII 5

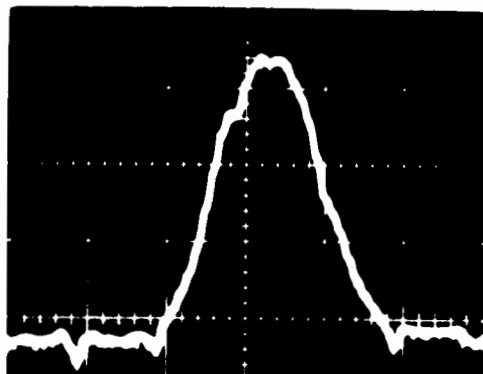


Fig. VII 6

Après 50ms environ, les signaux ne sont plus corrélés, les signaux enregistrés n'ont pas de composantes inférieures à 20 Hz. ou du moins celles-ci ont une amplitude très faible. La courbe de densité de probabilité de présence montre que le déplacement dans les conditions de l'expérience est inférieure à λ

VII - 2 - FONCTION DE TRANSFERT DE L'ENSEMBLE INSTRUMENT-ATMOSPHERE.

Il est maintenant classique d'utiliser les interféromètres à dédoublement pour la mesure directe des F.T.M. (13) (14). Les appareils proposés jusqu'à ce jour comportent deux organes indépendants pour produire :

- a) un dédoublement latéral variable
- b) un déphasage variable (le plus souvent oscillant)

Nous avons proposé (20) l'utilisation de l'interféromètre de Mach modifié précédemment décrit. L'expérience à réaliser est alors la suivante : une source de lumière quasi-monochromatique (laser) éclaire un trou objet T dont l'image à travers l'atmosphère est reçue par un instrument d'optique I. Dans l'exemple choisi, I est une lunette qui rejette à l'infini l'image de l'objet. La surface d'onde émergente serait plane si l'instrument et l'atmosphère étaient parfaits. En fait, la surface d'onde émergente par la pupille de sortie est déformée à la fois par les défauts de l'atmosphère et de l'instrument. L'onde émergente est reçue par l'interféromètre qui superpose les vibrations issues des pupilles de sortie de l'instrument I dédoublées d'une distance h . Ci-dessous, figure VII 3

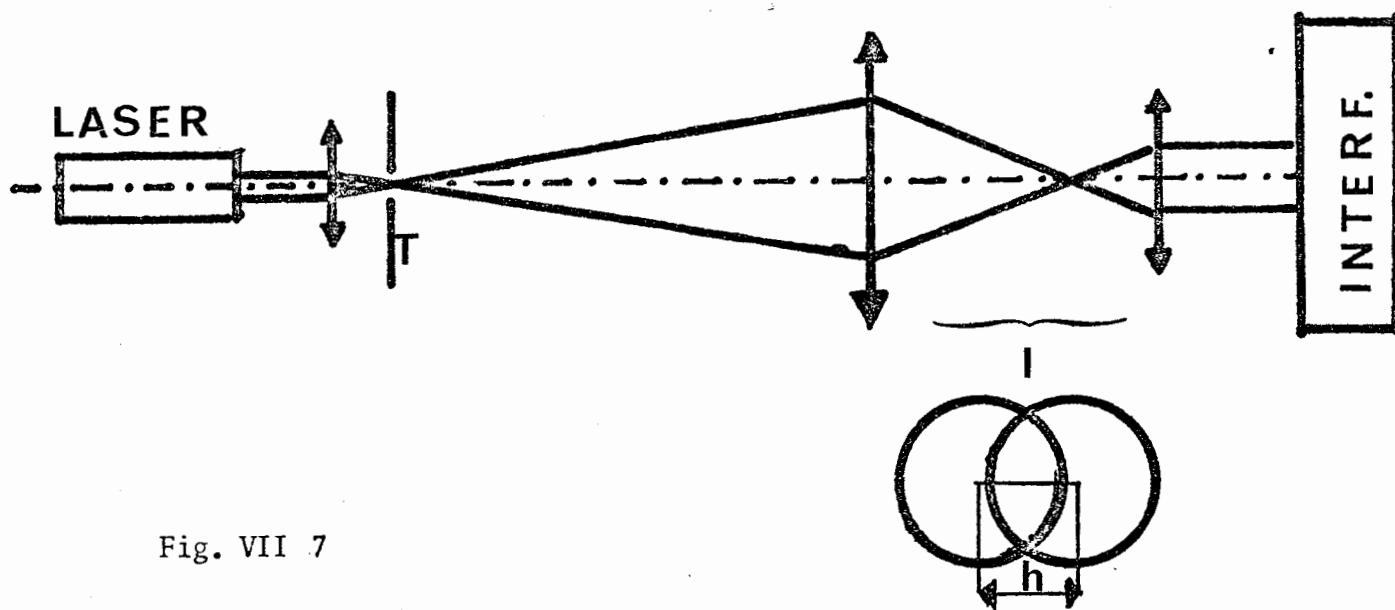


Fig. VII 7

VII - 2-1 . ATMOSPHERE HOMOGÈNE.

Soit $p(x)$ la répartition d'amplitude incidente dont la fonction d'auto-corrélation normalisée est la fonction de transfert à déterminer à la sortie de l'interféromètre.

* Pour simplifier l'écriture, la seconde dimension reste implicite.

S'ajoutent les deux amplitudes :
 $p(x)$ et $p(x-h) e^{j \frac{2\pi}{\lambda} h}$

Le flux sortant total de l'interféromètre étendu à tous les points de la pupille est :

$$\Phi = \iint |p(x) + p(x-h) e^{j \frac{2\pi}{\lambda} h}|^2 dx \quad \text{c'est-à-dire,}$$

$$\begin{aligned} & \int p(x) p^*(x) dx + \int p(x-h) p^*(x-h) dx \\ & + 2 \operatorname{Re} \left[e^{j \frac{2\pi}{\lambda} h} \int p(x) p^*(x-h) dx \right] \quad \text{d'où} \\ \Phi &= 2 \int p(x) p^*(x) dx + 2 \operatorname{Re} \left[e^{j \frac{2\pi}{\lambda} h} \int p(x) p^*(x-h) dx \right] \\ \frac{1}{K} \int p(x) p^*(x-h) dx &= |A(h)| e^{j \phi(h)} \quad \text{est la F.T.M. cherchée} \end{aligned}$$

K est un facteur de normalisation, $K = \int p(x) p^*(x) dx$

Avec ces notations, le flux sortant de l'interféromètre est

$$2 \int p(x) p^*(x) \left\{ 1 + |A(h)| \cos\left(\frac{2\pi h}{\lambda} - \phi(h)\right) \right\}$$

sauf au voisinage immédiat de bords de l'ouverture; $|A(h)|$ et $\phi(h)$ varient beaucoup plus lentement que $\frac{2\pi h}{\lambda}$. En translatant les miroirs, on fait varier h ; le flux Φ varie sinusoidalement mais la fonction de transfert introduit sur la "porteuse" une modulation d'amplitude (terme $|A(h)|$) et de phase (terme $\phi(h)$) facilement mesurables. Utilisant ce système en atmosphère homogène, on obtient la mesure de la F.T.M. d'un système optique. Le premier avantage est une grande simplicité mécanique. Les deux miroirs M et M', montés sur un même chariot glissent sur deux barres d'un mouvement uniforme.

Le deuxième avantage est de pouvoir observer à tout moment l'interférogramme de la surface d'onde sur l'une ou l'autre des deux sorties de l'interféromètre en même temps que l'on mesure la F.T.M.

VII - 2 -2 ATMOSPHERE TURBULENTE.

En présence de turbulence, le fonctionnement est le même. En intégrant sur un temps long $\langle \int p(x) p^*(x) dx \rangle$ et $\langle \int p(x-h) p^*(x-h) dx \rangle$ ont même valeur. Le flux sortant de l'interféromètre a pour expression;

$$\Phi = 2 \langle \int p(x) p^*(x-h) dx \rangle \left\{ 1 + \left| \langle A(h) \rangle \right| \cos(2\pi h \sigma - \phi) \right\}$$

$|\langle A(h) \rangle|$ désigne le module de la F.T.M. moyenne de l'ensemble atmosphère-instrument.

a) Enregistrement direct de la F.T.M. moyenne.

Nous n'avons pas développé la partie "mesure de la phase ϕ de la F.T.M. Seul le module a pour nous un intérêt pratique.

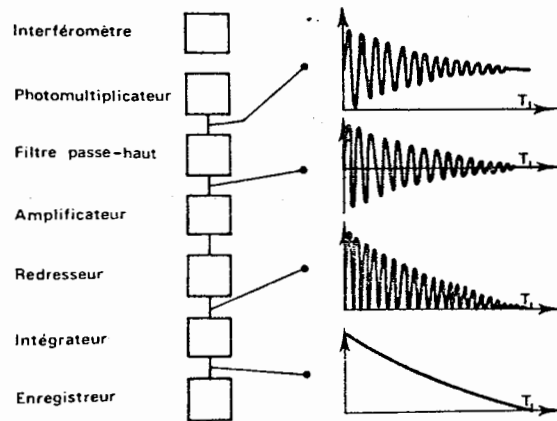


FIG. VII.8 Chaîne électronique et étapes du traitement du signal.

Dans la manipulation que nous avons réalisée, le terme modulé est isolé par filtrage. Le schéma de la figure VII.8 est un bloc diagramme de la chaîne électronique, on a aussi représenté les étapes du traitement du signal photo-électrique. Pour obtenir l'effet moyen de la turbulence, il est nécessaire de donner à l'intégrateur une constante de temps suffisante (10 s par exemple). Si T est la durée totale de l'analyse, le

nombre de points portant une information indépendante sur la courbe finale est de l'ordre de T/τ . Ceci conduit à des temps d'analyse de une à quelques minutes, ce qui est acceptable car on peut estimer que les caractéristiques de la turbulence ne changent pas sur de telles durées.

b) Utilisation d'un amplificateur à détection synchrone.

Une meilleure séparation entre les termes continu et modulé est obtenue en utilisant une modulation de la phase du signal sinusoïdal. Le miroir monté sur céramique vibre (2 K. Cycles) et, le terme $| \langle A(\xi) \rangle | \cos(2\pi\sigma\xi + \phi)$ est isolé par détection synchrone. La suite du traitement électronique est la même que précédemment. Ce procédé permet d'autre part, l'extension de la méthode à l'infra-rouge.

VII - 2 - 3 RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Dans les expériences que nous avons effectuées, les distances utilisées et les turbulences mises en jeu étaient telles que le phénomène de scintillation est négligeable. Nous avons utilisé comme interféromètre, la version sans miroir vibrant.

A titre d'exemple, nous donnons quelques F.T.M. observées en laboratoire

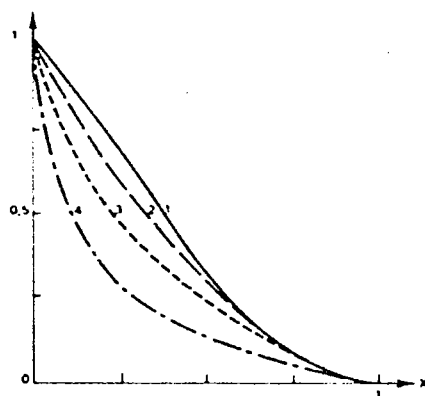


FIG. VII 9 Fonction de transfert des modulations moyenne en présence de turbulence produite par une source d'air chaud placée à diverses distances du faisceau ;

courbe 4 source à 30 cm.
 — 3 — à 60 cm.
 — 2 — à 90 cm.

La courbe 1 a été obtenue en l'absence de turbulence. En abscisses, la fréquence limite a été prise pour unité.

avec un même système optique et une source de turbulence atmosphérique artificielle plus ou moins éloignée du faisceau (fig VII 9).

CHAPITRE VIII

CONCLUSION

La mesure des diamètres apparents par l'évaluation interférométrique du degré de cohérence partielle est une idée déjà ancienne, émise dès 1868 par Fizeau. Dans un article publié en 1955[21] A. Danjon dresse un historique intéressant de la question. Il rappelle que Stéphan a observé en 1874-1875 des franges d'Young au foyer du télescope de Foucault à Marseille, déduisant des mesures effectuées à l'aide d'un instrument de 80cm d'ouverture que toutes les étoiles observées ont un diamètre inférieur à 0,16 sec. La méthode de Fizeau fut appliquée en 1891 par Michelson et en 1899 par Hamy à la mesure des satellites de Jupiter. En 1920-1921, Michelson et Pease obtinrent les premiers résultats sur des étoiles. A la même époque (1920), Anderson mesurait la distance angulaire des composantes de Capella.

Le principe fondamental commun à toutes ces expériences est l'évaluation visuelle de la visibilité des franges d'Young obtenues au foyer d'un instrument.

Nous avons montré que les difficultés auxquelles se heurtent ces méthodes sont de deux ordres :

a) Même en atmosphère homogène, la valeur du facteur de visibilité ne dépend que du diamètre apparent de la source qu'à condition d'utiliser des pupilles de faible diamètre, ce qui implique un éclairage faible du champ.

b) La turbulence atmosphérique et la scintillation modifient sans arrêt le facteur de visibilité instantanée des franges ainsi que leur position dans le champ d'interférences. Le temps d'intégration de l'oeil étant grand (1/15 de seconde) devant les périodes temporelles des phénomènes de scintillation

et de turbulence, l'éclairement moyen observé par l'oeil apparaît comme constant et les phénomènes ne sont perceptibles que lorsque l'atmosphère est "calme".

Pour augmenter l'éclairement du champ d'interférences A. Danjon a exploité la deuxième idée de Fizeau qui consiste à étudier non plus le facteur de visibilité d'un phénomène de franges d'Young mais celui d'un phénomène de franges d'égale épaisseur dû à la superposition dans le milieu image de deux surfaces d'onde planes prélevées sur la pupille d'entrée de l'instrument et superposées soit par diffraction : micromètre à lame demi-onde utilisant un compensateur de Jamin [21] soit par interférences : utilisation d'un interféromètre de Mach. [21]

Mais dans ces deux expériences, A. Danjon utilise l'oeil comme détecteur et conclut son article en souhaitant l'utilisation d'un récepteur photo-électrique pour résoudre ces deux problèmes étroitement liés : la mesure de petits angles en astronomie et l'étude de la transmission d'une image par l'atmosphère.

Tel nous semblait être l'état de la question lorsque nous nous sommes intéressés à ces problèmes vers 1960.

Après avoir rappelé les règles de la formation des images en milieu turbulent, la définition de la fonction de transfert moyenne d'un système optique en milieu turbulent, nous avons calculé le degré de cohérence partiel qui existe entre les vibrations qui proviennent en deux points d'un plan éclairé par une source large, mais cependant de faible dimension angulaire. Le milieu qui sépare la source et l'écran d'observation est un milieu turbulent. Le degré de cohérence s'exprime par le produit de deux termes, l'un caractéristique de la source, l'autre des propriétés du milieu turbulent. Nous en déduisons qu'il est possible de mesurer le diamètre apparent des astres par une méthode interférométrique et photo-électrique. Résultat important, la meilleure luminosité est obtenue lorsque l'interféromètre est un dédoubleur par translation. C'est l'atmosphère qui limite alors la valeur du diamètre de la pupille d'entrée de l'interféromètre, c'est-à-dire le flux lumineux utilisable.

L'estimation du facteur de visibilité est obtenu en employant un phénomène de franges d'égale épaisseur réglé soit en teinte plate, soit en réseau de franges. Nous avons essayé en 1962 de mesurer ce facteur en recevant sur le vidicon d'un circuit fermé de télévision le phénomène d'interférences. L'examen du signal vidéo issu de la caméra (Les franges sont placées perpendiculairement à la direction de balayage) permet d'estimer le facteur de visibilité. Abandonné à l'époque à cause de la faible sensibilité du tube image, il

serait intéressant de reprendre aujourd'hui ces expériences.

Les méthodes que nous avons utilisées sont toutes des méthodes de teinte plate, ce qui constitue l'une des difficultés expérimentales de la méthode.

Les interféromètres que nous avons réalisés nous ont permis d'obtenir un signal de franges en lumière blanche. Dans les conditions d'observation du site de Marseille, nous avons obtenu un signal de franges pour des étoiles dont la magnitude est inférieure à 3,5 en utilisant des pupilles de 75mm de diamètre. Les études expérimentales effectuées en simulation nous permettent d'estimer qu'une magnitude 5 est mesurable à l'aide de pupille de 70mm. Il est souhaitable de développer cette technique en associant à l'interféromètre des télescopes afocaux aplanétiques à foyers coudés placés sur une base Nord-Sud, fig. VIII I.

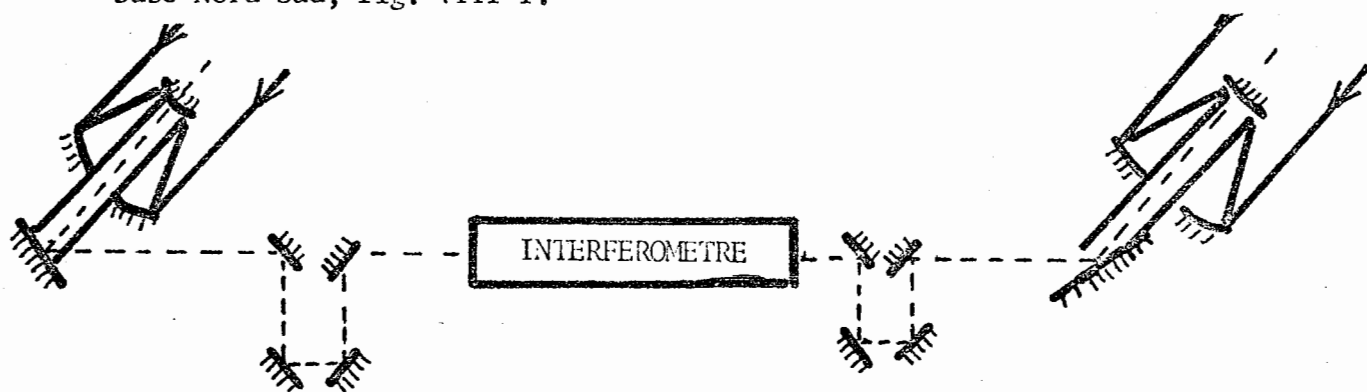


Fig. VIII I

L'expérience peut être conduite aussi bien en utilisant deux sidérostats; mais, pour construire les interféromètres de mesure et de réglage, pour étudier éventuellement l'influence de diamètre pupillaire de quelques décimètres nous souhaitons disposer d'un instrument de 20 à 30cm de diamètre de pupilles d'entrée. Le diamètre des faisceaux émergeant des sidérostats doit être réduit en utilisant à la sortie de chaque sidérostas un télescope afocal pour que les pièces optiques constituant l'interféromètre ne soient pas de dimension trop grande. La solution à deux télescopes semble à priori plus simple.

L'ensemble des deux télescopes et de l'interféromètre doivent constituer un dédoubleur par translation ce qui implique que les télescopes doivent être géométriquement identiques. Les télescopes visent la même étoile, et non seulement les surfaces d'ondes issues de chaque télescope et transmises par l'interféromètre doivent être parallèles, mais encore les pupilles se déduire l'une de l'autre par translation. Il est nécessaire d'introduire sur

chacun des bras un dispositif compensateur de la différence de marche. Par exemple deux "trombones" portant chacun un diédre dont le rectiligne a pour valeur 90° . L'un des télescopes poursuit l'étoile dans son mouvement diurne et les mouvements du deuxième télescope sont asservis à ceux du premier en utilisant l'interféromètre de réglage pour que le système demeure un dédoubleur par translation.

L'instrument que nous venons de décrire constitue un instrument de pointé de direction de haute précision; par exemple, l'angle des directions de deux étoiles peut être finement mesurée : chaque étoile donne un système de franges en lumière complexe. La frange centrale du système indique la direction de la source par rapport à la direction de la translation introduite par l'appareil. En présence de deux étoiles, nous obtenons deux systèmes de franges. Pour passer de l'une à l'autre de ces positions le modulateur doit introduire une différence de marche δ (fig. VIII 2). La différence de marche introduite par le modulateur entre les deux passages de franges est mesurée en éclairant par une source annexe quasi-monochromatique (laser) l'interféromètre de réglage en autocollimation. Un deuxième détecteur reçoit le flux de cette source qui est une fonction sinusoïdale de la différence de marche. Chaque période de la courbe enregistrée correspond à une variation de la différence de marche δ de $\frac{\lambda}{2}$. La figure VIII 3 représente l'allure de l'enregistrement.

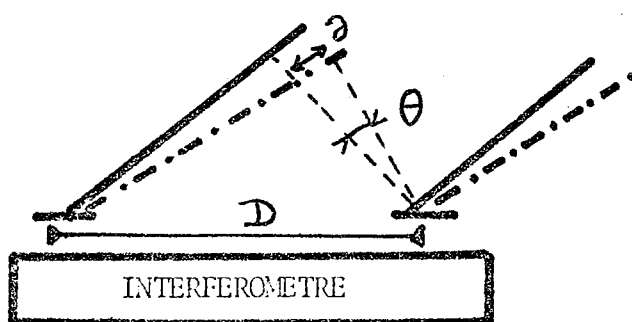


Fig. VIII 2

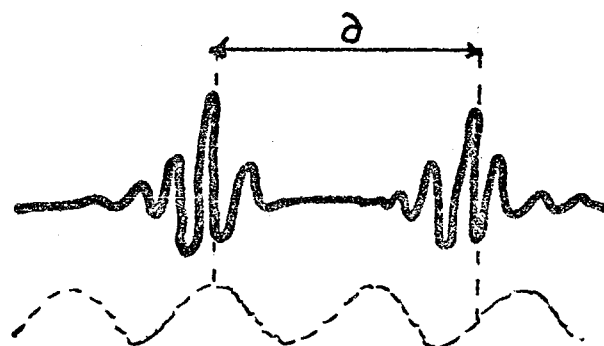


Fig. VIII 3

La distance angulaire des sources est $\theta = \frac{\lambda}{D}$ qui est mesurée avec une précision $d\theta = \frac{\lambda}{nD}$ si n désigne la fraction de frange avec laquelle est située la direction de la frange centrale. $d\theta = \frac{6 \cdot 10^{-4}}{4 D} = \frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{D}$

où D représente la base mesurée en millimètres. La valeur adoptée pour n est 4.

Lorsque $D = 1$ mètre, $d\theta = 1,5 \cdot 10^{-7}$ radians soit $3 \cdot 10^{-2}$ seconde d'arc.

Toutes ces mesures effectuées actuellement dans le visible peuvent être étendues au domaine de l'infrarouge : un rapport signal sur bruit de qualité est obtenu en utilisant un amplificateur à démodulation synchrone. La précision reste cependant limitée par la transmission à travers l'atmosphère. Nous obtenons la précision interférométrique lorsque les deux étoiles sont situées dans le champ isoplanétique de l'atmosphère. Dans le cas contraire, la mesure de la distance est un nombre aléatoire dont les caractéristiques statistiques dépendent de l'état de l'atmosphère pendant la période de mesure. Pour tourner cette difficulté, on peut imaginer l'instrument placé sur un laboratoire orbital. On obtiendra alors la précision interférométrique.

Nous avons indiqué comment par un procédé interférométrique simple mesurer la fonction de transfert d'un instrument fonctionnant en atmosphère turbulente et en déduire la dégradation de la qualité des images due à la traversée de l'atmosphère. Les études précédentes nous ont amenés à nous intéresser à la détermination du module et de la phase de la fonction de cohérence complexe des vibrations incidentes en deux points M_1 et M_2 d'un plan éclairé par une source ponctuelle.

Nous avons montré comment la valeur de cette fonction dépend du temps d'intégration sur laquelle on l'a définie, et du nombre de couples de points sur lequel cette mesure est prise. La valeur de cette moyenne d'ensemble constitue une caractéristique importante de l'atmosphère en un site donné. Nous avons mis en évidence le fait que même à des distances importantes, la fonction de cohérence garde une valeur voisine de 1 pourvu que le temps d'intégration soit faible. Toutes ces notions, nous semble-t-il, méritent d'être étudiées plus en détails aussi bien en visée verticale (cas de l'astronomie) qu'en visée horizontale. Toutes ces mesures doivent être effectuées dans les domaines visible et infra-rouge.

Notons enfin que l'un des dédoubleurs dont nous avons développé la technologie de réglage et d'utilisation est mis en oeuvre au laboratoire par J. Sabater pour réaliser un spectromètre à modulation sélective à haute luminosité fonctionnant sur le principe mis en évidence par R. Prat [22] et dont la résolution doit atteindre 25.000 à 30.000.

De nombreuses tentatives ont été effectuées au cours des dix dernières années pour résoudre ces problèmes.

En ce qui concerne la mesure des petits angles, rappelons les travaux de R. Hanbury Brown [23] qui, par interférométrie d'intensité, a réussi à mesurer un certain nombre d'étoiles brillantes. Le paramètre détecté est $|\gamma_5|^2$

ce qui explique les limites du procédé.

L'étude de la variation de la quantité de lumière reçue d'une étoile lors de l'occultation par la lune a permis aussi la mesure du diamètre de quelques étoiles. Le phénomène de diffraction obtenu à la surface de la terre est la convolution de la répartition d'éclairement dû à un point source par la répartition angulaire de luminances. Ce procédé est limité par la dimension finie du diamètre du télescope d'observation et l'irrégularité du bord du disque lunaire [29]

A. Labeyrie s'est attaché à résoudre le problème par une technique très différente qu'il a appelé l'interféromètre à taches (Speckle interferometry) qui lui a permis d'obtenir des résultats au cours de missions effectuées au télescope de 5 mètres du Mont Palomar [24]

Dans le domaine de l'interférométrie d'amplitudes classique, Douglas G. Currie a exposé en 1967 [25] une méthode qui exploite les mêmes principes de base que ceux que nous utilisons dans la méthode publiée en 1961 [14] : les mesures effectuées permettent d'obtenir la valeur du facteur de visibilité d'un phénomène d'interférences de franges d'égale épaisseur en teinte plate. L'interféromètre est à séparation spatiale et prélève deux ondes élémentaires sur l'onde incidente issue de la source large que constitue l'étoile. Le schéma de détection employé par D.G. Currie utilise une technique de comptage de photons. La bande spectrale utilisée est étroite - 100 Å au maximum et souvent moins - ce qui évite l'introduction d'un balayage auxiliaire pour palier aux erreurs de guidage du télescope. La description du phénomène d'interférences est assurée par les fluctuations aléatoires de la phase de l'onde incidente dues à la traversée de l'atmosphère.

L'interféromètre utilisé est un prisme de Kôster situé dans le pupille de sortie d'un instrument afocal (fig. VIII 4). Ce système ne constitue pas un dédoubleur par translation. Ce montage ne peut fonctionner qu'en lumière rectilignement polarisée.

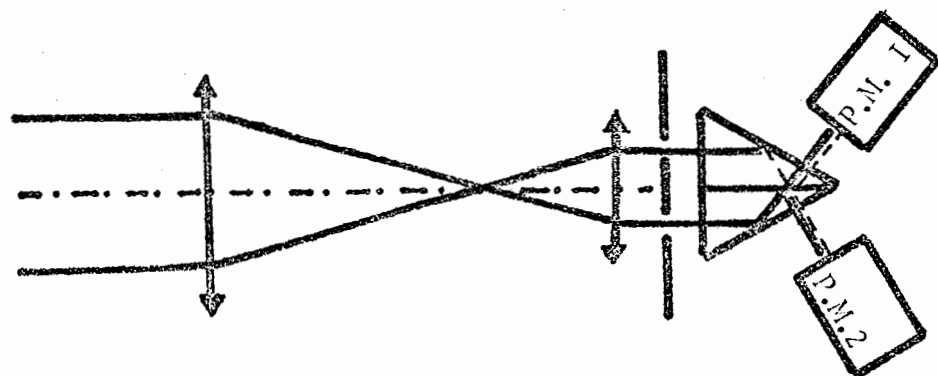


Fig. VIII 4

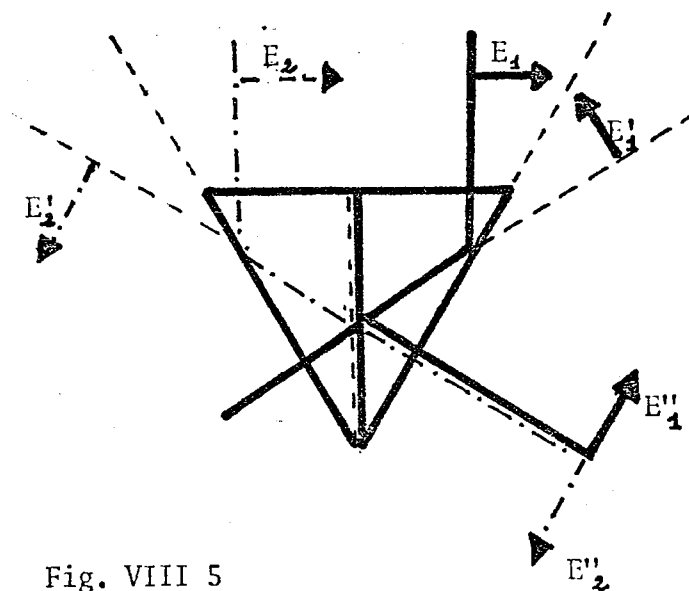


Fig. VIII 5

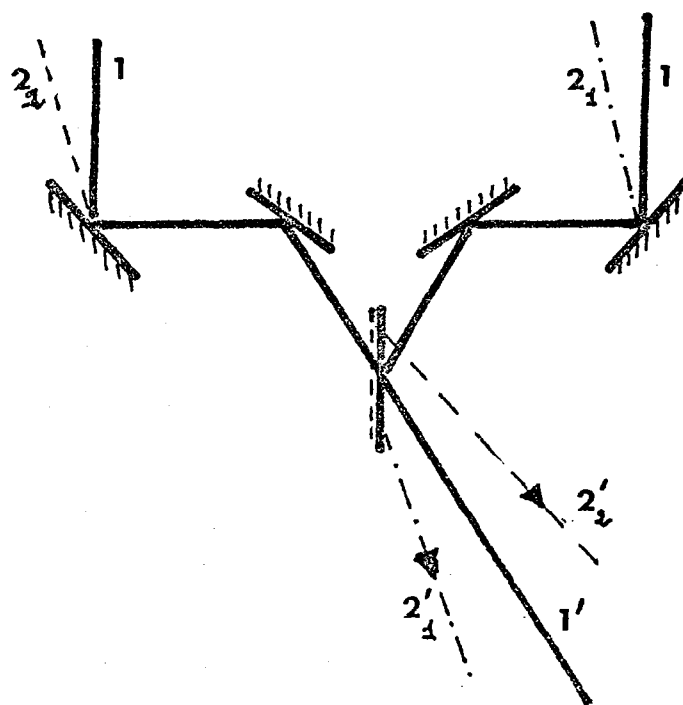


Fig. VIII 6.

En effet, en tenant compte de la géométrie du système, un déphasage de π est introduit automatiquement entre les deux vecteurs électriques du plan de figure, figure VIII 5. Au contraire, les vecteurs électriques normaux au plan de la figure restent en phase. Aucune frange ne peut être observée en lumière naturelle. D'autre part, les ondes qui interfèrent ne sont parallèles entre elles que pour une direction bien particulière par rapport au prisme. Les surfaces d'onde émergentes font entre elles un angle d'autant plus important que la direction incidente s'écarte de la direction de référence. La teinte plate est détruite, figure VIII 6. Cela implique une précision de poursuite extrême ou une bande spectrale utile très étroite.

En montant l'interféromètre précédent au foyer d'un télescope de 100 ou 200 inches de diamètre, Currie a réussi à mesurer quelques étoiles [26]

Notons aussi le projet dans lequel R.H. Milles propose la réalisation d'un interféromètre de Michelson de 1 kilomètre de base [27]

En 1973, W.C. Wikes et R.H. Dicke ont publié un rapport relatif à la réalisation d'un interféromètre automatique pour l'observation des étoiles doubles [28]. Il s'agit d'un interféromètre classique de Michelson. L'étude de la visibilité des franges est obtenue en superposant au champ de franges une grille alternativement claire et sombre qui défile dans le champ de franges. L'information intéressante est conservée par filtrage électronique centré sur la fréquence de modulation du signal. Les résultats obtenus par ce procédé sont comparables à ceux que nous permet la détection par démodulation synchrone. Les effets de scintillation et de fluctuation des pentes des surfaces d'onde sont éliminés en recherchant des valeurs moyennes obtenues par intégration pendant des temps suffisamment longs.

Signalons enfin les projets dans l'infrarouge (10μ) de J. Gay et A. Journet (observatoire de Paris Meudon) pour résoudre les mêmes problèmes par des procédés de détection hétérodyne, la source de référence étant un laser stabilisé.

En résumé, de nombreux chercheurs se sont intéressés à ces sujets aussi avons-nous vu apparaître divers procédés de détection ; la partie électronique des expériences a été très étudiée mais la partie optique des montages n'a pas trouvé la réalisation optimale.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] David D. Cudaback, Richard H. Miller, and Robert W. Noyes
Astronomical Needs and Problems. Synthetic-Aperture Optics, vol.2
p. 107, National Academy of Sciences.
- [2] Fizeau. Comp. Rend. Acad. Sciences Paris 1868.p. 934
- [3] A. Michelson et F.G. Pease. Astrophys. J. 1921 p. 249
- [4] A. Maréchal, M.Françon. Diffraction et structure des images (Masson)
- [5] A. Danjon. Réunions de l'Institut d'Optique 1933 p.29
A. Danjon, A. Couder. Lunettes et télescopes, Paris 1935
- [6] N.B.S. Technical note : Optical Scintillation. A. Survey of the
literature
- [7] Télescopes (Edited by G.P. Kuipër and B.M. Middehurst)
- [8] A. Maréchal. Imagerie géométrique et aberrations (Masson)
- [9] A.M. Mikesell, A.A. Hoag, J.S. Hall. The scintillation of starlight
J.O.S.A. 41, 10, 689, 1951
- [10] Tatarski. Wave propagation in a turbulent medium (Dover, New-York)
- [11] R.E. Hufnagel and N.R. Stanley. J. Opt. Soc. Am. 54, 52, 1964
- [12] J. et P. Connes, J.P. Maillard
Jour. Phys. 28 C₂, p. 120, 1967
- [13] M. Françon. Optical Interferometry(Academic Press), p. 165
- [14] E.J. Blum et M. Cagnet. Comp. Rend. Acad. Scien. Paris 253, 1961, 265
- [15] C. Roddier and F. Roddier. Corelation measurements on the complex
Amplitude of stellar plane wave perturbed by atmospheric turbulence
J.O.S.A. 63, 6, 1973
- [16] G. Fortunato. Recherche sur l'étendue maximale dans les interféro-
mètres. Comp. Rend. Acad. Scien. Paris 174, 688- 91, 1972
- [17] M. Cagnet. Mesures interférométriques des diamètres apparents
stellaires Optics Communnications? 8, 4, 1973
- [18] J.M. Bouvresse. Thèse U. Paris Sud 1973
- [19] H.H. Hopkins. Interfermetric method for the study of the diffraction
images. Optica Acta, 2, 1, 1955
- [20] Bozec, Cagnet, Roger. Mesure de la F.T.M. d'un instrument utilisé
dans une atmosphère turbulente. Nouv. Rev. d'opt. Appl. 1971, 2, 4.
- [21] A. Danjon. On the Interferometric Measurement of small angular
distances. Vestas on Astronomy, 1, 1955, p. 377

- [22] R. Prat. Japan J. Appl. Phys. Suppl. I, -, 448. Spectrométrie et Spectrographie interférentielle par dédoublement achromatique transversal de la source, Optica Acta 18; 3
- [23] R. Hanbury Brown. Measuring the angular diameters of stars. Compt. Phys. 1971, vol 12, N° 4 p. 357-379
- [24] Labeyrie A. 1970. Astron and astrophys.6, 85-87
Bonneau D. and Labeyrie A. 1973. Ap. J. Letters 181, II
- [25] Douglas, G. Currie. On a détection scheme for an amplitude interferometer woods hole summer study on synthetic aperture optics, vol.2
- [26] D.G. Currie, S.L. Knapp and K.M. Liewer. Four stellar diameter measurements by a new technique : amplitude interferometry. Submitted to : The Astrophys. J. (Letters) 1973
- [27] R.H. Miller. Measurement of stellar diameters. Sciences 1966, 153, 3736
- [28] W.C. Wickes and R.H. Dicke. An automatic interferometer for double star observations. Astron. J. 78;8.1973
- [29] Nather R.E., Mc Cants M.M. and Evans D.S. 1970. Astrophys J. Letters 160, LI8I

