

THÈSE

présentée à l'UNIVERSITÉ DE NICE
(Institut de Mathématiques et Sciences Physiques)

pour l'obtention du

DOCTORAT DE 3^e CYCLE

Mention :

Traitement de l'information optique, application à l'observation astronomique.

par

Yves RABBIA

Sujet de la thèse :

Optimisation de la détection hétérodyne stellaire en infra-rouge, en présence de turbulence atmosphérique, en vue de l'interférométrie.

Soutenue à NICE le 17 MAI 1978 devant la commission d'examen :

Président	M. F. RODDIER
Examineurs	M. E. J. BLUM M. J. GAY M. J. KOVALEVSKY M. M. SIRIEIX

THÈSE

présentée à l'UNIVERSITÉ DE NICE
(Institut de Mathématiques et Sciences Physiques)

pour l'obtention du

DOCTORAT DE 3^e CYCLE

Mention :

Traitement de l'information optique, application à l'observation astronomique.

par

Yves RABBIA

Sujet de la thèse :

Optimisation de la détection hétérodyne stellaire en infra-rouge, en présence de turbulence atmosphérique, en vue de l'interférométrie.

Soutenue à NICE le 17 MAI 1978 devant la commission d'examen :

Président M. F. RODDIER

Examineurs M. E. J. BLUM
M. J. GAY
M. J. KOVALEVSKY
M. M. SIRIEIX

SOMMAIRE

INTRODUCTION

A. PARTIE THEORIQUE

Introduction

I. NOTATIONS

- 1- coordonnées
- 2- pupilles
- 3- ondes incidentes
- 4- amplitudes dans le plan focal
- 5- polarisation de la lumière incidente

II. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

- 1- signal hétérodyne
- 2- onde cohérente
- 3- onde incohérente

III. DEGRADATIONS DU RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

- 1- bruit propre de la chaîne de détection
- 2- fluctuations de puissance de l'oscillateur local
- 3- imperfections du montage optique
 - superposition imparfaite des faisceaux
 - aberrations
- 4- dégradations dues à la turbulence atmosphérique

IV. CORRECTION DES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

B. PARTIE EXPERIMENTALE

Introduction

I REGLAGE DE LA CHAINE DE DETECTION

- 1- recherche du point de fonctionnement optimum
- 2- choix de la fréquence de modulation du signal incident

II. OPTIMISATION DU MONTAGE OPTIQUE

- 1- schéma du montage
- 2- réglage en infra-rouge de chaque voie
- 3- superposition des faisceaux O.L. et source
- 4- aberrations
- 5- contrôle du rendement optique du montage
- 6- visualisation de la fonction d'appareil du récepteur hétérodyne

III CORRECTION PRATIQUE DES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

IV. PREMIERS RESULTATS

1- Valeurs théoriques du rapport signal sur bruit

- cas du corps noir
- cas de l'étoile

2- Acquisition et traitement des mesures

3-Résultats d'observation

CONCLUSION

ANNEXE 1. Estimation de la taille des détecteurs par diffraction de Fresnel

ANNEXE 2. Rendement quantique du détecteur

ANNEXE 3. Mesure de la transmission du montage

BIBLIOGRAPHIE

REMERCIEMENTS

OPTIMISATION DE LA DETECTION HETERODYNE STELLAIRE INFRA-ROUGE
EN PRESENCE DE TURBULENCE ATMOSPHERIQUE
EN VUE DE L'INTERFEROMETRIE

INTRODUCTION

L'interférométrie stellaire, dont l'idée remonte à FIZEAU (1) et les premiers essais à STEPHAN (2), a connu ses grands succès autour de 1920 avec les travaux de MICHELSON et PEASE (3). Dès 1951 le procédé était repris par les radio-astronomes avec tous les développements qui ont conduit aux méthodes de la synthèse d'ouverture et super synthèse d'ouverture, et de l'interférométrie à très longue base, (4), (5). Depuis 1970, on assiste à un renouveau spectaculaire de la méthode dans le domaine visible avec les travaux de LABEYRIE, (6), (7).

Pour faire la liaison entre le domaine optique et le domaine radio, un projet d'interférométrie stellaire dans l'infra-rouge a été élaboré, qui se consacrerait à l'étude des proto-étoiles et enveloppes circumstellaires afin de déterminer les paramètres géométriques nécessaires à l'étude du transfert radiatif dans ces milieux. Une exploitation astrométrique est également envisagée, (8).

En infra-rouge le choix existe entre la méthode purement optique d'une part, et la méthode issue de la radio-astronomie d'autre part.

Le choix de la méthode optique a été illustré par les travaux de MAC CARTHY et Al. (9), qui ont réalisé à $2\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$ et $11\mu\text{m}$ sur le télescope de 4 m de KITT PEAK la transposition du montage MICHELSON dans lequel les faisceaux stellaires interagissent directement.

La méthode radio-astronomique, utilisée par TOWNES et son équipe, (10), avec une base de 5.5m procède par un changement de fréquence ou hétérodynage sur chaque faisceau. Elle est tributaire des méthodes classiques de radio-électricité. L'interaction des signaux est ensuite réalisée par un corrélateur dont l'intérêt a été décrit par E.J. BLUM, (11).

C'est cette dernière méthode que l'équipe du CERGA a choisie pour la construction d'un interféromètre à base EST-OUEST de 15 m.

L'opportunité de l'un ou l'autre choix peut être longuement discutée. L'interférométrie directe a le mérite d'éviter des problèmes électroniques mais la faible longueur de cohérence des trains d'ondes isolés par le détecteur infra-rouge à large bande spectrale, conduit à une recherche délicate de la frange " blanche ", très sensible à un déreglage instrumental. Cet inconvénient ne se rencontre pas dans le montage utilisé par MAC CARTHY et Al. - un seul télescope muni d'un diaphragme à deux trous - mais il peut être important dans le cas de deux télescopes travaillant sur une base la plus longue possible; de plus la turbulence peut, sur une base **E-O** détruire le train de franges pendant le court instant de son passage. Le procédé par hétérodynage permet au contraire d'isoler un intervalle spectral suffisamment étroit pour avoir une grande longueur de cohérence (de l'ordre de quelques cm) sans faire chuter le rapport signal sur bruit. Malgré la précision limitée des structures mécaniques des télescopes, on aura plus de chance d'observer le train de franges dont le passage s'étale sur plusieurs dizaines de secondes, ce qui le rend sensible seulement aux effets moyens de la turbulence. Un autre avantage, est de pouvoir travailler simultanément avec plusieurs télescopes et ce sans qu'ils aient forcément le même diamètre.

Pour la mise au point de l'interféromètre, on doit dans une première étape entreprendre la détection hétérodyne stellaire sur l'un des télescopes. Les flux à considérer étant très faibles, il est nécessaire de répertorier les causes nombreuses qui provoquent une diminution de la sensibilité, et surtout, d'étudier dans le détail leurs effets vis-à-vis du rapport signal sur bruit, ce qui consiste à rattacher ce dernier aux caractéristiques des éléments du dispositif expérimental, sous la forme de courbes de rendement. Cette connaissance théorique permet alors d'orienter la recherche des améliorations devant faire évoluer le montage vers une situation de fonctionnement optimum.

Dans une première partie, on s'est donc attaché à synthétiser ou à compléter ce qui dans des études d'ordre général se rattache au sujet et ceci afin d'obtenir un ensemble autonome de considérations théoriques adaptées au type de montage utilisé, sur lequel elles sont directement applicables, sans pour autant s'y trouver confinées.

C'est dans la deuxième partie que sont décrites des expériences dont le but est à la fois de déceler les imperfections, d'évaluer les dégradations du rapport signal sur bruit qui en résultent, et également de fournir un moyen de les corriger dans la mesure du possible. Certaines des méthodes employées peuvent trouver des applications qui débordent du cadre de la seule détection hétérodyne et intéressent le domaine infra-rouge d'expérimentation.

On présente également les premiers résultats d'observation dont l'accord avec les prévisions théoriques est satisfaisant.

Il faut signaler que la première partie contient des développements plutôt lourds et surement ennuyeux pour les spécialistes, auprès de qui nous nous excusons par avance. C'est le souci - dont le bien fondé ne dépasse peut être pas le cadre de l'équipe - d'en faire un outil pour les nouveaux arrivants et d'établir un langage commun, qui a motivé cette démarche.

A. PARTIE THEORIQUE

INTRODUCTION

L'hétérodynage consiste à transposer, du domaine des fréquences infra-rouges au domaine des fréquences radio, le signal reçu de la source, afin de le traiter par une chaîne de détection classique, qui délivre un signal proportionnel à la puissance reçue.

Le changement de fréquence est obtenu, en recevant simultanément le signal de la source (rayonnement incohérent aux fréquences ν) et celui d'un oscillateur local, qu'on désignera dans toute la suite par O.L., (rayonnement cohérent de fréquence ν_0), sur un détecteur d'énergie (détecteur quadratique) qui joue ici le rôle de l'élément mélangeur en radio-astronomie. L'O.L. est un laser CO_2 N_2 He opérant autour de $10.6 \mu\text{m}$ et le détecteur est une photodiode Hg Cd Te, de la Société Anonyme de Télécommunications, (12)

Pour chaque train d'onde à la fréquence ν , issu de la source, le détecteur donne un courant proportionnel au carré de l'amplitude reçue, constitué de termes aux fréquences $\nu + \nu_0$, 2ν , $2\nu_0$ et $\nu - \nu_0$

Le temps de réponse τ' du détecteur permet de suivre les fréquences de battement $(\nu - \nu_0)$, telles que $(\nu - \nu_0) < \frac{1}{\tau'}$, , les autres termes apparaissant par leur valeur moyenne, sous la forme d'un courant continu, qui sera éliminé par la chaîne de détection.

Dans le cas du rayonnement incohérent, la chaîne de détection délivre une tension comprenant une partie proportionnelle à $P_0 P$, où P_0 est la puissance de l'O.L. arrivant sur le détecteur et P la puissance du rayonnement qui interfère avec l'O.L.

L'autre partie est une tension provenant de la détection du bruit de photons et dont les fluctuations constituent le bruit affectant la mesure.

La modulation du signal de la source, et l'emploi de la méthode de DICKE (5), permet d'éliminer la composante continue de cette tension et la contribution des rayonnements parasites (émission thermique du ciel et de l'environnement). On obtient alors un signal proportionnel à la puissance reçue de la source, dans la bande spectrale isolée par le récepteur

On introduit ici les notations employées par la suite, puis on rappelle la dérivation du rapport signal sur bruit, pour le type de montage utilisé, enfin on étudie les dégradations qu'il peut subir. L'estimation numérique des dégradations est donnée sous forme de facteur correctif et de courbes de rendement, rattachées aux paramètres du montage.

$$H = \frac{S}{N}$$

I. NOTATIONS

1. Coordonnées : figure (1)

Dans le plan focal, l'origine des coordonnées coïncide avec l'image géométrique de l'O.L. et la distance focale est prise comme unité.

Un point du plan focal est donc repéré par le vecteur $\vec{\alpha}$, de composantes (α, β) exprimées en radians.

Dans le plan pupillaire, l'origine est la trace de l'axe optique principal les distances sont comptées, avec comme unité, la longueur d'onde λ_0 délivrée par l'O.L. Un point est repéré par le vecteur \vec{u} de composantes (u, v) qui sont des fréquences angulaires en (rad^{-1}) .

\vec{x} étant en coordonnées courantes, on a la relation $\vec{u} = \frac{\vec{x}}{\lambda_0}$

Les calculs de diffraction seront effectués (à l'approximation monochromatique) en tenant compte de λ_0 seulement. En effet le temps de réponse du détecteur étant de l'ordre de 10^{-9} sec, la résolution spectrale $\left| \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right|$ est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5}$, ce qui justifie cette approximation.

Les grandeurs se rapportant à l'O.L. seront affectées de l'indice zéro.

Les grandeurs concernant la voie source ne sont pas indicées.

Lorsque on utilise la même notation, à la fois pour une grandeur se rapportant à la voie source et pour une grandeur se rapportant à la voie O.L. on lui affectera l'indice q.

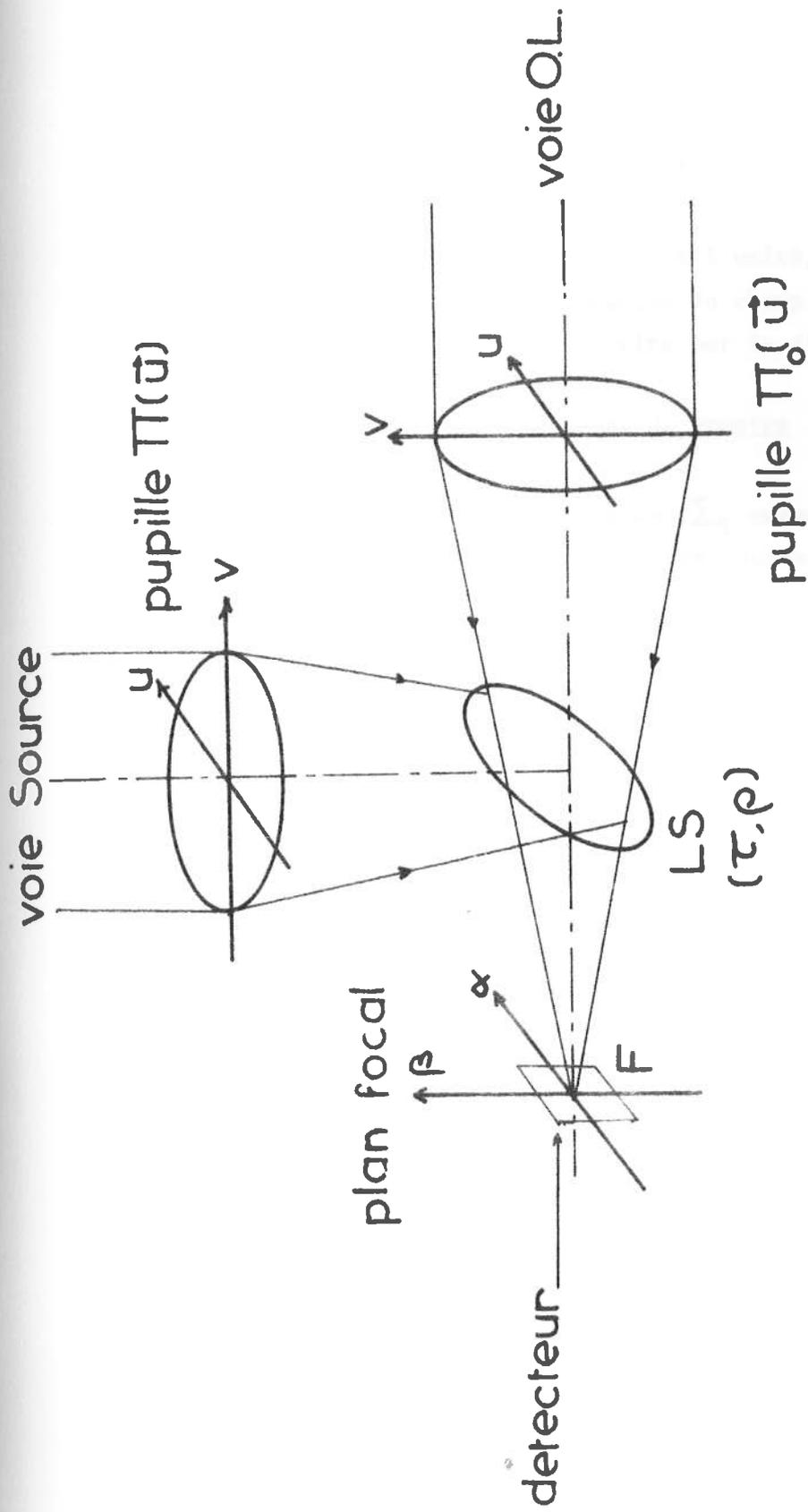
2. Pupilles

Elles sont décrites par les distributions $\Pi_q(\vec{u})$ telles que :

$$\Pi_q(\vec{u}) = 1 \quad \text{si } |\vec{u}| \leq R_q$$

$$\Pi_q(\vec{u}) = 0 \quad \text{si } |\vec{u}| > R_q$$

où R_q est le rayon de la pupille en rad^{-1} .



LS : lame de superposition

figure 1 montage de superposition

Cette expression sous-entend une transmission unité. On a dans ce cas

$$|\Pi_q(\vec{u})|^2 = \Pi_q(\vec{u}) \quad (1)$$

Si la transmission n'est pas égale à l'unité, elle sera reportée globalement comme un facteur d'atténuation du champ incident.

La tâche de diffraction est décrite par la distribution $|\tilde{\Pi}_q(\vec{\alpha})|^2$

où $\tilde{\Pi}_q(\vec{\alpha})$ est la transformée de FOURIER (qu'on notera T.F.) de $\Pi_q(\vec{u})$

La surface de la pupille est notée Σ_q quand elle est comptée en $(\text{rad}^{-1})^2$ et S quand elle est comptée en unités courantes. D'après (1) et le théorème de PARSEVAL on a les relations :

$$\Sigma_q = \int \Pi_q(\vec{u}) \, d\vec{u} = \int |\Pi_q(\vec{u})|^2 = \int |\tilde{\Pi}_q(\vec{\alpha})|^2 \, d\vec{\alpha} = \frac{S_q}{\lambda_0^2} \quad (2)$$

où $d\vec{u}$ et $d\vec{\alpha}$ représentent l'élément d'aire, respectivement dans le plan pupillaire et dans le plan focal.

3. Ondes incidentes

Le rayonnement incohérent de la source arrivant sur la pupille est représenté par une somme de trains d'ondes, qui comporte toutes les fréquences ν du spectre.

Le plan de vibration du champ électrique est repéré par un vecteur unitaire \vec{q} de composantes $(\cos \theta, \sin \theta)$ où θ est l'angle d'orientation du plan de vibration par rapport au plan de vibration de l'O.L.

Si l'onde se propage selon une direction repérée par \vec{a} , (en rad), il existe un déphasage relatif $2\pi \vec{u} \cdot \vec{a}$ en chaque point de la pupille, par rapport à son centre.

Le champ incident sur la voie source est alors exprimé par l'intégrale sur toutes fréquences et toutes les orientations du plan de vibration.

$$\vec{D}(\vec{u}, \vec{a}, t) = \int_{\nu, \theta} \vec{q}(\theta) \cdot \mathcal{D}(\nu, \theta, \vec{u}, \vec{a}, t) \, d\nu \, d\theta$$

où $\Delta(\nu, \theta, \vec{u}, \vec{a}, t)$ est l'expression d'un train d'onde élémentaire telle que :

$$\Delta(\nu, \theta, \vec{u}, \vec{a}, t) = E(\nu, \theta) \cdot \Psi(\vec{u}) e^{-j2\pi\nu t} \cdot e^{j2\pi\vec{u}\vec{a}}$$

$E(\nu, \theta)$ est l'amplitude du champ électrique relatif à ν et θ et $\Psi(\vec{u})$ est un facteur qui rassemble, sous la forme d'une amplitude complexe tous les déphasages parasites causés par les imperfections de réglage, les aberrations et la turbulence. Ils sont indépendants de θ et également de ν , compte tenu du faible intervalle spectral considéré. Ils seront explicités lors de l'étude des dégradations du rendement optique, au paragraphe (III)

Par analogie, sur la voie O.L., on écrira l'expression du champ incident

$$\Delta_0(\vec{u}, t) = \vec{q}_0 \cdot E_0 \cdot \Psi_0(\vec{u}) e^{-j2\pi\nu t}$$

dans laquelle on aura pratiquement $|\Psi_0(\vec{u})|^2 = 1$ pour tout \vec{u} , l'éclairement étant supposé uniforme en première approximation.

4. Amplitudes dans le plan focal

En notation complexe, l'amplitude instantanée de l'onde O.L. dans le plan focal est donnée par la T.F. de $\Pi_0(\vec{u}) \Delta_0(\vec{u}, t)$ soit :

$$\vec{A}_{O.L.}(\vec{\alpha}, t) = \lambda_0 \vec{q}_0 E_0 \tau_0 \tilde{p}_0(\vec{\alpha}) e^{-j2\pi\nu_0 t} \quad (3)$$

où l'on a introduit τ_0 : transmission de la lame de superposition, et $\tilde{p}_0(\vec{\alpha})$ qui est la T.F. de la distribution.

$$p_0(\vec{u}) = \Pi_0(\vec{u}) \cdot \Psi_0(\vec{u})$$

La constante λ_0 accorde le formalisme avec la conservation de l'énergie incidente. De même pour l'onde source, dans le cas où l'image géométrique de la source est en \vec{a} :

$$\vec{A}_s(\vec{\alpha}, t, \vec{a}) = \lambda_0 \int \vec{q}(\theta) \cdot \rho(\theta) \cdot \tilde{p}(\vec{\alpha}, \vec{a}) \cdot E(\nu, \theta) \cdot e^{-j2\pi\nu t} \cdot d\nu d\theta \quad (4)$$

où $\rho(\theta)$ est le facteur de réflexion pour la polarisation θ , de la lame de superposition, et $\tilde{p}(\vec{\alpha}, \bar{\alpha})$ est la T.F. de la distribution :

$$\rho(\vec{\alpha}, \bar{\alpha}) = \Pi(\vec{\alpha}) \cdot \psi(\bar{\alpha}) \cdot e^{-j2\pi\vec{\alpha}\bar{\alpha}}$$

En toute rigueur τ et ρ dépendent de ν , mais leur chromatisme est insignifiant sur l'intervalle spectral $\Delta\nu$ à considérer.

5. Polarisation de la lumière incidente

Si l'on suppose que le rayonnement de la source n'est pas polarisé il en résulte :

$$E^2(\nu, \theta) = \frac{1}{2\pi} \cdot E^2(\nu)$$

Pour une onde cohérente de fréquence ν , polarisée rectilignement selon θ on a :

$$E(\nu, \theta) = E \cdot \delta(\nu' - \nu) \cdot \delta(\theta' - \theta)$$

II. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

1. Signal hétérodyne

La surface du détecteur coïncide avec le plan focal. L'amplitude instantanée $\vec{A}_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t)$ en un point $\vec{\alpha}$ est la somme de celle de l'onde O.L. et de celle de l'onde Source

$$\vec{A}_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) = \vec{A}_{O.L.}(\vec{\alpha}, t) + \vec{A}_s(\vec{\alpha}, t, \vec{a}) \quad (14)$$

et donne l'éclairement instantané (13)

$$e_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) = \frac{1}{2} \vec{A}_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) \cdot \vec{A}_{\vec{a}}^*(\vec{\alpha}, t) \quad (15)$$

dont la moyenne, notée $\langle \rangle$, prise sur le temps de réponse du détecteur est :

$$\langle e_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) \rangle = \frac{|\vec{A}_{O.L.}(\vec{\alpha}, t)|^2}{2} + \frac{|\vec{A}_s(\vec{\alpha}, t, \vec{a})|^2}{2} + \langle \text{Re}[\vec{A}_{O.L.}(\vec{\alpha}, t) \vec{A}_s^*(\vec{\alpha}, t, \vec{a})] \rangle$$

où $\frac{|A_{O.L.}(\vec{\alpha}, t)|^2}{2}$ et $\frac{|\vec{A}_s(\vec{\alpha}, t, \vec{a})|^2}{2}$ représentent les énergies lumineuses reçues respectivement de l'O.L. et de la Source, par le détecteur.

L'effet du temps de réponse τ' est de limiter la bande spectrale des battements résultants du mélange de l'onde Source avec l'onde O.L., et qui sont représentés ici par le dernier terme, que l'on peut écrire d'après (3) et (4) :

$$\langle \lambda_0^2 \vec{q}_0 \cdot E_0 \cdot \text{Re} \left[\tilde{p}_0(\vec{\alpha}) \tilde{p}^*(\vec{\alpha}, \vec{a}) \int_{\nu, \theta} e^{-j 2\pi \nu (\nu - \nu_0) t} \rho(\theta) \cdot \vec{q}(\theta) \cdot E(\nu, \theta) \cdot d\nu d\theta \right] \rangle$$

Il est plus commode, pour le voir, de raisonner sur un exemple simple avec deux ondes monochromatiques représentées par $E_0 \cos 2\pi \nu_0 t$ pour l'O.L. et par $E \cos 2\pi \nu t$ pour la Source. L'éclairement instantané est ici :

$$W(t) = \left| E_0 \cos 2\pi \nu_0 t + E \cos 2\pi \nu t \right|^2 \quad (5)$$

La moyenne sur le temps τ' , des termes en 2ν , $2\nu_0$ et $\nu + \nu_0$, issus du développement de (5) est nulle, et il reste :

$$\langle W(t) \rangle = \frac{E_0^2}{2} + \frac{E^2}{2} + E_0 E \cos 2\pi(\nu - \nu_0)t$$

et cela pour les fréquences ν telles que $|\nu - \nu_0| < \frac{1}{\tau}$, (14)

Compte tenu du fait que la puissance de la source est très largement inférieure à celle de l'O.L., l'éclairement moyen se réduit à :

$$\langle e_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) \rangle = \frac{|\vec{A}_{oL}(\vec{\alpha}, \theta)|^2}{2} + \operatorname{Re} \left[\vec{X}_o(\vec{\alpha}) \int_{\Delta\nu} \int_0^{2\pi} \vec{X}^*(\vec{\alpha}, \nu, \theta, \vec{a}) e^{-j2\pi(\nu - \nu_0)t} d\nu d\theta \right] \quad (6)$$

où l'on a posé :

$$\vec{X}_o(\vec{\alpha}) = \lambda_0 E_0 \tau_0 \vec{p}_o(\vec{\alpha}) \cdot \vec{q}_o$$

et

$$\vec{X}(\vec{\alpha}) = \lambda_0 \rho(\theta) E(\nu, \theta) \vec{p}(\vec{\alpha}, \vec{a}) \vec{q}(\theta)$$

Le nombre de photons que reçoit par unité de temps, au point $\vec{\alpha}$, l'unité de surface du détecteur est $\langle e_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) \rangle / h\nu_0$, le rendement quantique du détecteur étant décrit par $\eta(\vec{\alpha})$, le nombre de photons efficaces sur l'élément d'aire $d\vec{\alpha}$, centré en $\vec{\alpha}$, est donc, par unité de temps :

$$dn(\vec{\alpha}) = \frac{\eta(\vec{\alpha}) \cdot \langle e_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) \rangle}{h\nu_0} d\vec{\alpha}$$

Chaque photon efficace provoque la mise en circulation d'un électron, ainsi l'ensemble du détecteur délivre un courant :

$$i(t) = \frac{e}{h\nu_0} \int \eta(\vec{\alpha}) \cdot \langle e_{\vec{a}}(\vec{\alpha}, t) \rangle d\vec{\alpha}$$

où e est la charge de l'électron. Ce courant se scinde en deux termes $i_o(t)$ et $i_h(t, \vec{a})$ issus directement des deux termes composant l'éclairage, (6)

Le courant hétérodyne $i_h(t, \vec{a})$ résulte des battements aux fréquences $(\nu - \nu_o)$ entre l'onde O.L. de fréquence ν_o et les trains d'onde aux fréquences ν composant le rayonnement de la source.

$$i_h(t, \vec{a}) = \frac{e\lambda_o^2}{h\nu_o} \cdot \text{Re} \left[r(\vec{a}) \cdot \int_{\Delta\nu} \int_0^{2\pi} \rho(\theta) \cdot \tau_o \cdot \cos\theta \cdot E_o(t) \cdot E(\nu, \theta) \cdot e^{-j2\pi(\nu - \nu_o)t} \cdot d\nu d\theta \right]$$

où l'on a posé :

$$r(\vec{a}) = \int \eta(\vec{\alpha}) \cdot \tilde{p}_o(\vec{\alpha}) \cdot \tilde{p}^*(\vec{\alpha}, \vec{a}) \cdot d\vec{\alpha} \quad (7)$$

(la fréquence de battement $(\nu - \nu_o)$ sera désormais notée f)
Le terme $i_o(t)$ dû à l'éclairage par l'O.L. a pour expression, avec $T_o = |\tau_o|^2$

$$i_o(t) = \frac{e\lambda_o^2 T_o}{h\nu_o} \cdot \left(\frac{E_o^2}{2} \right) \int \eta(\vec{\alpha}) \cdot |\tilde{p}_o(\vec{\alpha})|^2 \cdot d\vec{\alpha} \quad (8)$$

La dépendance en temps de E_o , jusqu'ici inexprimée, rend compte :

- 1) des fluctuations de puissance de l'O.L.
- 2) du bruit causé par l'arrivée aléatoire des photons de l'O.L., phénomène qui se traduit à la sortie de la photodiode par un bruit SHOT Gaussien (15) qui est le bruit prépondérant en détection hétérodyne (12) et dont le spectre est décrit par la formule de SCHOTTKY : (15)

$$\Phi_{i_b}(f) = e i_o \quad (9)$$

On adoptera pour $i_o(t)$ la formulation suivante :

$$i_o(t) = i_o + \delta i_o(t) + i_b(t)$$

où i_o est la valeur moyenne de $i_o(t)$; $\delta i_o(t)$ représente les fluctuations du courant $i_o(t)$ dues aux instabilités de puissance de l'O.L., et $i_b(t)$ est le courant de bruit photonique.

En notant E_0 la valeur moyenne de $E_0(t)$ l'expression de i_0 est :

$$i_0 = \frac{e \lambda_0^2 T_0}{h \nu_0} \cdot \left(\frac{E_0^2}{2} \right) \cdot \int \eta(\vec{\alpha}) |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\alpha$$

et celle du courant hétérodyne :

$$i_h(t, \vec{a}) = \frac{e \lambda_0^2}{h \nu_0} \operatorname{Re} \left[E_0 \tau_0 \cdot r(\vec{a}) \int_{\Delta \nu_0}^{\nu_0} \int_0^{2\pi} \rho(\theta) \cos \theta \cdot E(\nu, \theta) \cdot e^{-j 2\pi f t} d\nu \cdot d\theta \right] \quad (10)$$

avec $f = \nu - \nu_0$

et où $r(\vec{a})$ est donné par (7),

2. Onde cohérente

On étudie d'abord le cas d'une onde cohérente, polarisée rectilignement dans un plan repéré par θ , et issue d'une source ponctuelle dont l'image géométrique est en \vec{a} dans le plan focal.

On a dans ce cas :

$$E(\nu, \theta) = E \cdot \delta(\nu' - \nu) \cdot \delta(\theta' - \theta)$$

et l'expression (10) devient :

$$i_h(f, t, \vec{a}, \theta) = \frac{e\lambda_0^2}{h\nu_0} \cdot \cos\theta \cdot \rho(\theta) \cdot \tau_0 \cdot E_0 E \cdot \text{Re} [r(\vec{a}) \cdot e^{-j2\pi f t}]$$

À la suite du détecteur est disposé un préamplificateur, dont le gain est décrit par $G(f)$ et la réponse impulsionnelle est $g(t)$. (figure 2)

Sa largeur équivalente de bande B , est définie par :

$$B = \int_0^{\infty} \left| \frac{G(f)}{G_M} \right|^2 df \quad (11)$$

où G_M est le gain maximum. Les termes i_0 et $\int i_0(t)$ ne franchissent pas le préampli, ainsi le courant de sortie est :

$$I(t) = I_h(f, t, \vec{a}, \theta) + I_b(t)$$

où

$$I_h(f, t, \vec{a}, \theta) = i_h(f, t, \vec{a}, \theta) \cdot G(f)$$

et

$$I_b(t) = i_b(t) * g(t)$$

En posant

$$r(\vec{a}) = |r(\vec{a})| e^{-j\varphi}$$

on pourra écrire le courant hétérodyne I_h sous la forme :

$$I_h(f, t, \vec{a}, \theta) = Q(\vec{a}, \theta) \cdot \cos(2\pi f t + \varphi)$$

avec

$$Q(\vec{a}, \theta) = \frac{e\lambda_0^2}{h\nu_0} \cdot \cos\theta \cdot \tau_0 \cdot \rho(\theta) \cdot E_0 E \cdot |r(\vec{a})| \cdot G(f) \quad (12)$$

et $r(\vec{a})$ défini en (7)

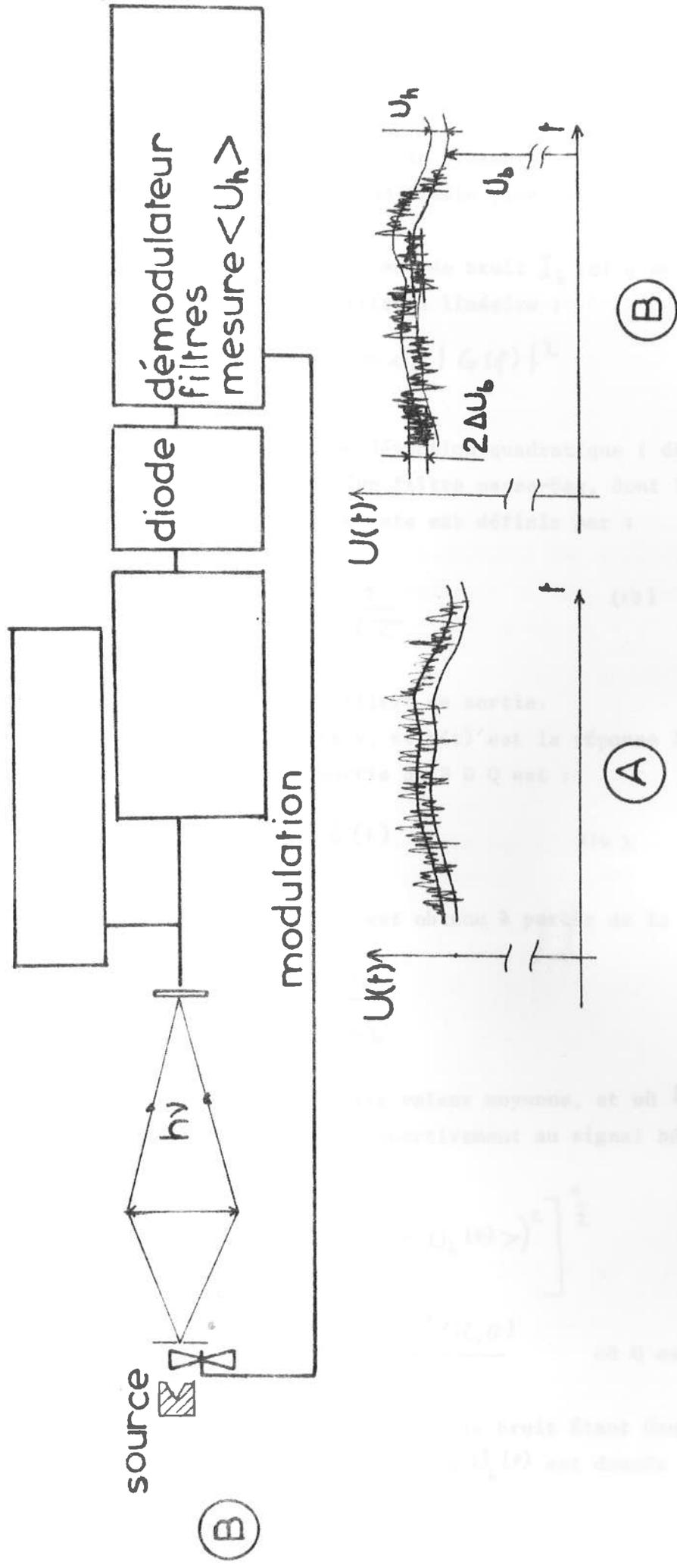
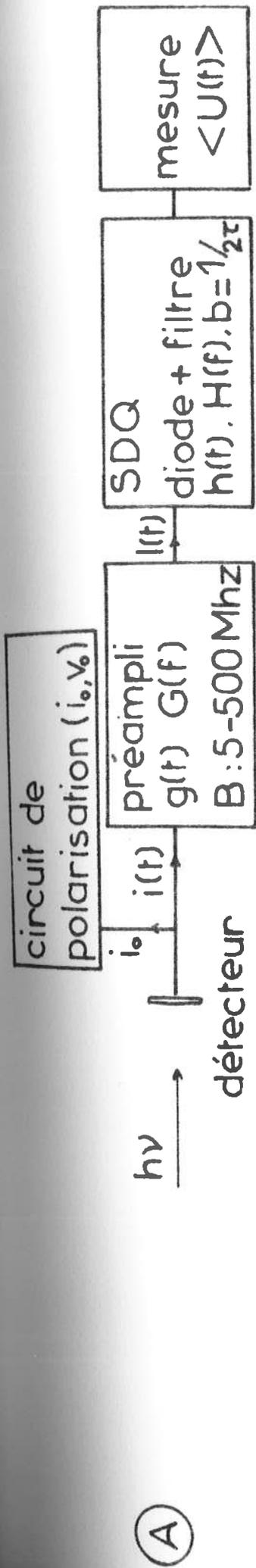


figure 2 chaîne de détection

On suppose alors ici que le bruit propre du préampli est négligeable devant le bruit d'origine photonique. On étudie plus loin le cas où cette hypothèse n'est pas justifiée (§ III.1).

Dans ces conditions, le spectre du courant de bruit $I_b(f)$ a pour expression, d'après les relations sur le filtrage linéaire :

$$\Phi_b(f) = \Phi_{i_b}(f) \cdot |G(f)|^2 = e i_0 |G(f)|^2$$

Le préampli est suivi d'un système de détection quadratique (désigné par S D Q) constitué d'une diode suivie d'un filtre passe-bas, dont le gain est $H(f)$. Sa largeur de bande équivalente est définie par :

$$b = \int_0^{\infty} \left| \frac{H(f)}{H(0)} \right|^2 \cdot df = \frac{1}{2\tau} \quad (13)$$

où τ est la constante de temps du filtre de sortie.

La sensibilité de la diode est notée k , et $h(t)$ est la réponse impulsionnelle du filtre ; la tension à la sortie du S D Q est :

$$U(t) = k \cdot [I(t)]^2 * h(t) \quad (14)$$

Le rapport signal sur bruit (R S B) est obtenu à partir de la formule :

$$RSB = \frac{\langle U_R(t) \rangle}{\Delta U_b} = \frac{U_R}{\Delta U_b}$$

dans laquelle la notation $\langle \rangle$ signifie valeur moyenne, et où $U_R(t)$ et $U_b(t)$ sont les réponses du S D Q respectivement au signal hétérodyne seul, et au bruit seul, et où :

$$\Delta U_b = \left[\langle U_b^2(t) \rangle - (\langle U_b(t) \rangle)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

Avec l'expression (14) on a $U_R = k \frac{Q^2(\vec{a}, \theta)}{2}$ où Q est donné en (12).

Les signaux considérés étant stationnaires et le bruit étant Gaussien, l'autocorrélation notée $R_{U_b}(t')$ de la tension $U_b(t)$ est donnée (15) par

$$R_{U_b}(t') = k^2 \langle I_b^2(t) \rangle + 2k^2 \left[\langle I_b(t) \cdot I_b(t-t') \rangle \right]^2$$

On obtient le spectre du bruit seul à la sortie du S D Q en prenant la T.F. de $R_{U_b}(t')$ et en multipliant par $|H(f)|^2$ soit :

$$\Phi_{U_b}(f) = \left[(\langle k \cdot I_b(t) \rangle)^2 \cdot \delta(f) + 2k^2 (\Phi_b(f) * \Phi_b(f)) \right] |H(f)|^2$$

Typiquement, la constante de temps τ est supérieure à 0.01 s, ainsi la largeur équivalente de bande du SLD est de quelques Hz, alors que celle de l'ampli est de l'ordre de plusieurs centaines de MHz. On peut donc considérer que $\Phi_b * \Phi_b$ n'intervient que par sa valeur à l'origine, c'est-à-dire :

$$\left[\Phi_b(f) * \Phi_b(f) \right]_{f=0} = \int \Phi_b^2(f) df$$

Ainsi en posant $H(0) = 1$ (ce qui suit ne nuit pas à la généralité des résultats), on obtient avec le théorème de WIENER-KINTCHINE :

$$\langle U_b^2(t) \rangle = \int \Phi_{U_b}(f) df = U_b^2 + 2k^2 \int \Phi_b^2(f) df \cdot |H(f)|^2 df$$

d'où enfin,

$$\Delta U_b^2 = 2k^2 \int \Phi_b^2(f) df \int |H(f)|^2 df$$

ou encore,

$$\Delta U_b^2 = 2k^2 (ei_0)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |G(f)|^4 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |H(f)|^2 df$$

et en tenant compte de (13) on arrive à :

$$\Delta U_b = 2k ei_0 \cdot \sqrt{\frac{\gamma B}{\tau}} \cdot |G_m|^2$$

où l'on a posé :

$$\gamma_B = \int_0^{\infty} \left| \frac{G(f)}{G_M} \right|^4 \cdot df$$

γ est un facteur de forme que l'on détermine empiriquement. Un exemple est donné sur la figure (3). L'expression du rapport signal sur bruit devient :

$$RSB = \frac{R(\theta)}{h\nu_0} \cdot \lambda_0^2 \cdot \left(\frac{E^2}{2}\right) \left| \frac{G(f)}{G_M} \right|^2 \cdot \cos^2 \theta \cdot \sqrt{\frac{\tau}{\gamma_B}} \cdot \frac{|r(\vec{a})|^2}{\int \eta(\vec{\alpha}) \cdot |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\alpha} \quad (16)$$

elle concerne une source cohérente dont l'image est en \vec{a} , on a posé $R(\theta) = |p(\theta)|^2$. Le facteur $\frac{E^2}{2}$, représente la densité spectrale de flux exprimée en Jansky ($W/m^2 \cdot Hz$).

En fait, le dispositif de mesure comprend un démodulateur en phase (fig 2) permettant de réaliser la méthode de DICKE (5) comme en radio-astronomie, de manière à éliminer la tension continue de bruit $(\langle U_b^2(t) \rangle)^{\frac{1}{2}}$ dont les instabilités rendraient illusoire, sans celà la mesure du signal U_s .

3. Onde incohérente

A partir de l'expression précédente (16), on passe au cas de l'onde incohérente en remplaçant le facteur $R(\theta) \cdot \cos^2 \theta \cdot E^2 \cdot |G(f)/G_M|^2$ par l'intégrale sur toutes les fréquences et toutes les polarisations :

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \frac{E^2(\nu)}{4\pi} \cdot \left| \frac{G(\nu-\nu_0)}{G_M} \right|^2 \cdot \cos^2 \theta \cdot R(\theta) \cdot d\nu \cdot d\theta$$

En posant

$$\bar{R}_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \cdot R(\theta) \cdot d\theta = \frac{\int_0^{\pi} \cos^2 \theta \cdot R(\theta) \cdot d\theta}{\int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \cdot d\theta}$$

on arrive à :

$$J = \frac{\bar{R}_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E^2(\nu)}{2} \cdot |G(\nu-\nu_0)/G_M|^2 \cdot d\nu \quad (17)$$

(A) : $|G_N(f)|^2$
 (B) : $|G_N(f)|^4$

$G_N(f) = G(f) / G_{MAX}$

$\gamma B = \int_0^\infty |G_N(f)|^4 \cdot df$

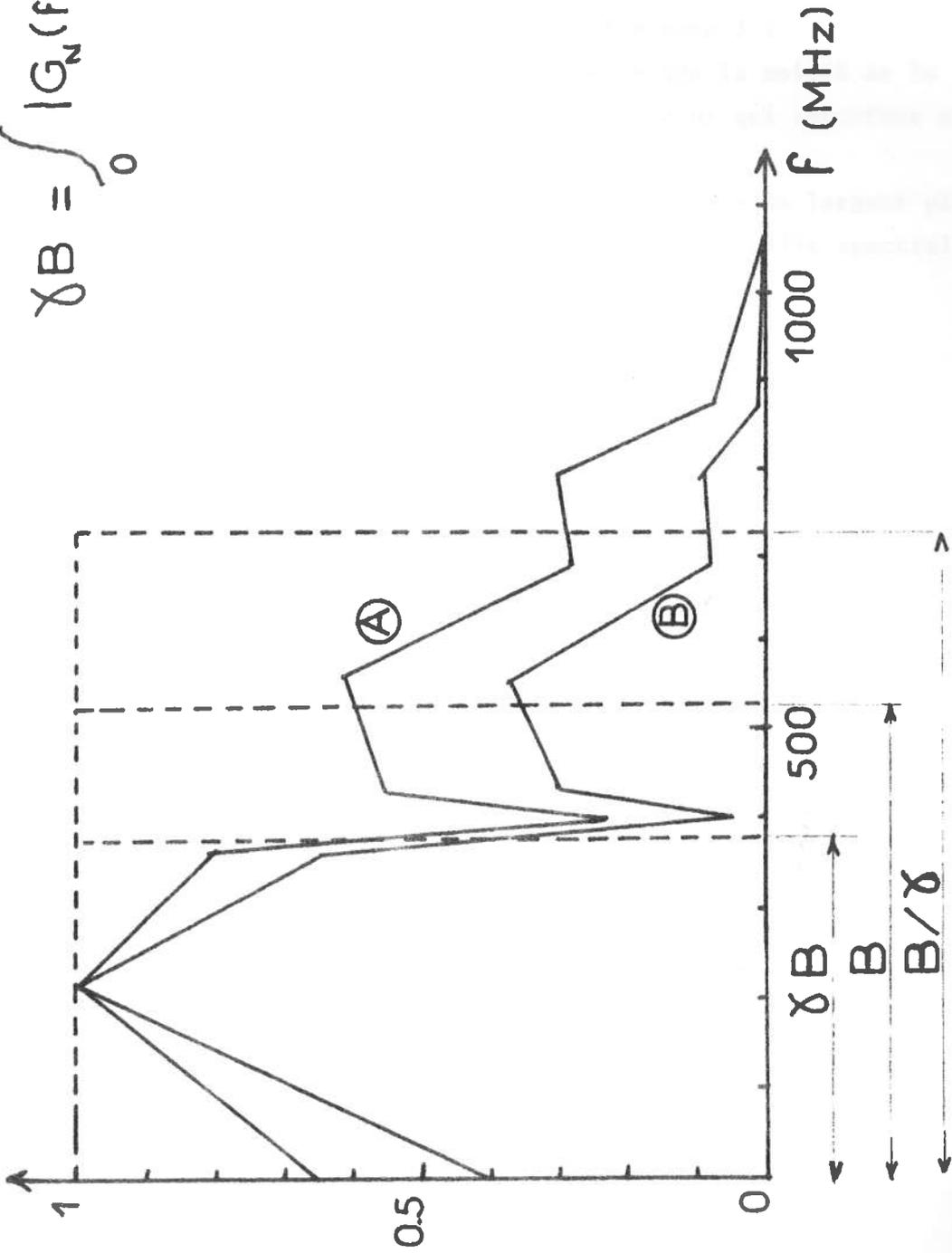


figure 3 détermination du facteur de forme γ

où \bar{R}_0 est un coefficient moyen de réflexion, pondéré sur les différentes orientations du plan de vibration. De même que pour la transmission des pupilles, déjà rencontré, il est reporté dans un coefficient d'atténuation global que l'on mesure sur le montage. (§ Annexe 3)

Le facteur $1/2$ exprime que l'on ne conserve que la moitié de la puissance incidente en isolant un plan de vibration, celui qui interfère avec le rayonnement de l'O.L.

Si le spectre de la source ne comporte pas de raie de largeur plus faible que B , on peut considérer que $E(\nu) = E$ sur l'intervalle spectral retenu; ainsi avec (11) on a :

$$J = \bar{R}_0 \cdot \frac{E^2}{2} \cdot B$$

L'expression du RSB est alors, avec n filtres de sortie :

$$RSB = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{h\nu_0} \sqrt{\frac{nB\tau}{\gamma}} \cdot \bar{R}_0 \cdot \left(\frac{E^2}{2}\right) \frac{|r(\vec{\alpha})|^2}{\int \eta(\vec{\alpha}) |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\vec{\alpha}} \quad (18)$$

La fraction de l'éclairement incident sur la voie source qui contribue effectivement au signal détecté a pour expression :

$$\eta_{eff} = \frac{\int \eta(\vec{\alpha}) |\tilde{p}(\vec{\alpha})|^2 d\vec{\alpha}}{\int |\tilde{p}(\vec{\alpha})|^2 d\vec{\alpha}}$$

C'est le rendement moyen sur la distribution d'énergie dans le plan focal. On l'interprète comme un rendement efficace, défini comme celui d'un détecteur idéal donnant un signal égal à celui que donne le détecteur réel.

(On entend ici, par détecteur idéal, un détecteur ayant une étendue infinie et un rendement uniforme sur l'aire de sensibilité.)

En introduisant η_{eff} dans l'expression du RSB et en faisant apparaître la puissance collectée sur la voie source :

$$\frac{E^2}{2} \cdot S = \frac{E^2}{2} \cdot \left[\lambda_0^2 \int |\tilde{p}(\vec{\alpha})|^2 d\vec{\alpha} \right]$$

on obtient

$$RSB = \frac{\eta_{eff}}{h\nu_0} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \bar{R}_0 \cdot \sqrt{\frac{nB\tau}{\gamma}} \cdot \left(\frac{E^2 \cdot S}{2}\right) \frac{|r(\vec{\alpha})|^2}{\int \eta(\vec{\alpha}) |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\vec{\alpha} \int \eta(\vec{\alpha}) |\tilde{p}(\vec{\alpha})|^2 d\vec{\alpha}} \quad (19)$$

qui est l'expression du rapport signal sur bruit, relatif à une onde source incohérente.

Quand le détecteur couvre largement la tâche focale, l'écart entre $\bar{\eta}$ et η_{eff} résulte des inhomogénéités du rendement $\eta(\vec{\alpha})$ sur la surface du détecteur et doit vraisemblablement être faible. (fig 4)

En revanche, si la tâche focale est mal couverte, l'écart entre $\bar{\eta}$ et η_{eff} peut devenir important (fig 4) et provient du fait que l'énergie collectée n'est que partiellement utilisée, ce qui revient à n'utiliser qu'une fraction de la pupille collectrice. On préfère alors écrire :

$$\eta_{eff} \cdot S = \bar{\eta} \cdot \left[\frac{\eta_{eff}}{\bar{\eta}} \cdot S \right] = \bar{\eta} \cdot S_{eff}$$

définissant ainsi l'aire efficace S_{eff} de la pupille.

En fait, dans le cas de la détection hétérodyne, la partie sensible à considérer pour le détecteur, n'est pas son étendue physique mais la partie couverte par la tâche focale de l'O.L. [16]. Plutôt que η_{eff} on emploie alors η_0 défini par :

$$\eta_0 = \frac{\int \eta(\vec{\alpha}) \cdot |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\alpha}{\int |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\alpha}$$

En posant $t_c = \eta_{eff} / \eta_0$, qu'on peut interpréter comme un "taux de collection" on arrive à :

$$RSB = \frac{2}{\pi} \frac{\eta_0}{h\nu_0} \cdot t_c \cdot R_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi B \tau}{\gamma}} \cdot \left(\frac{E^2 S}{2} \right) \cdot |g(\vec{\alpha})|^2 \quad (20)$$

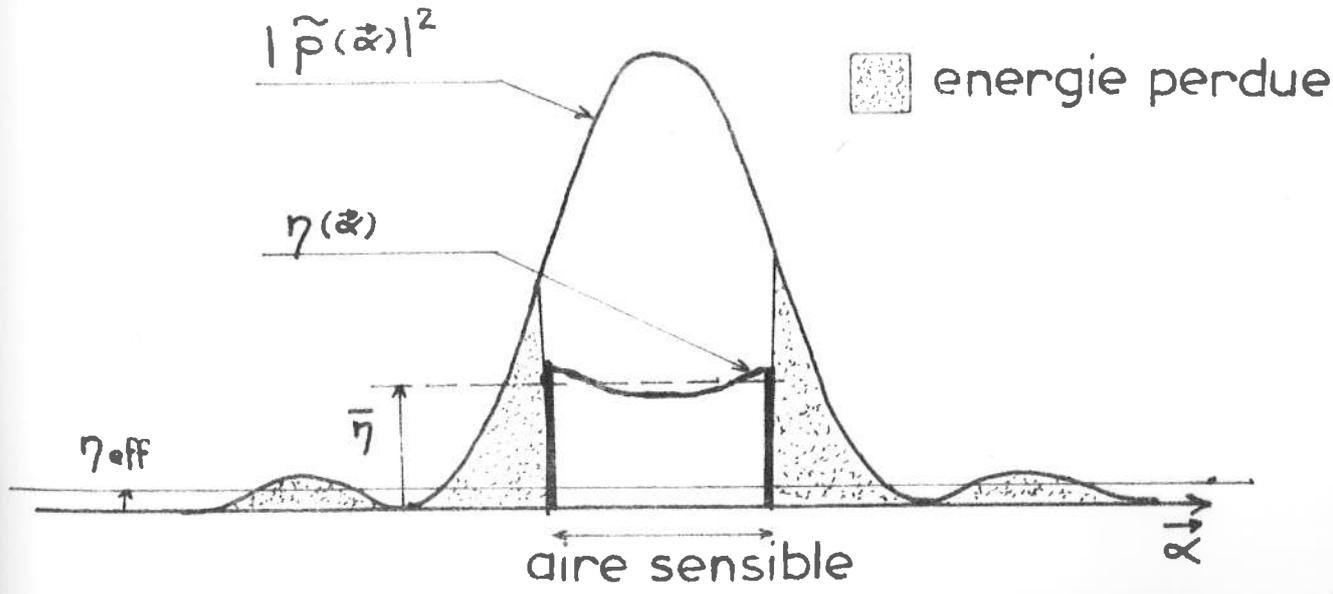
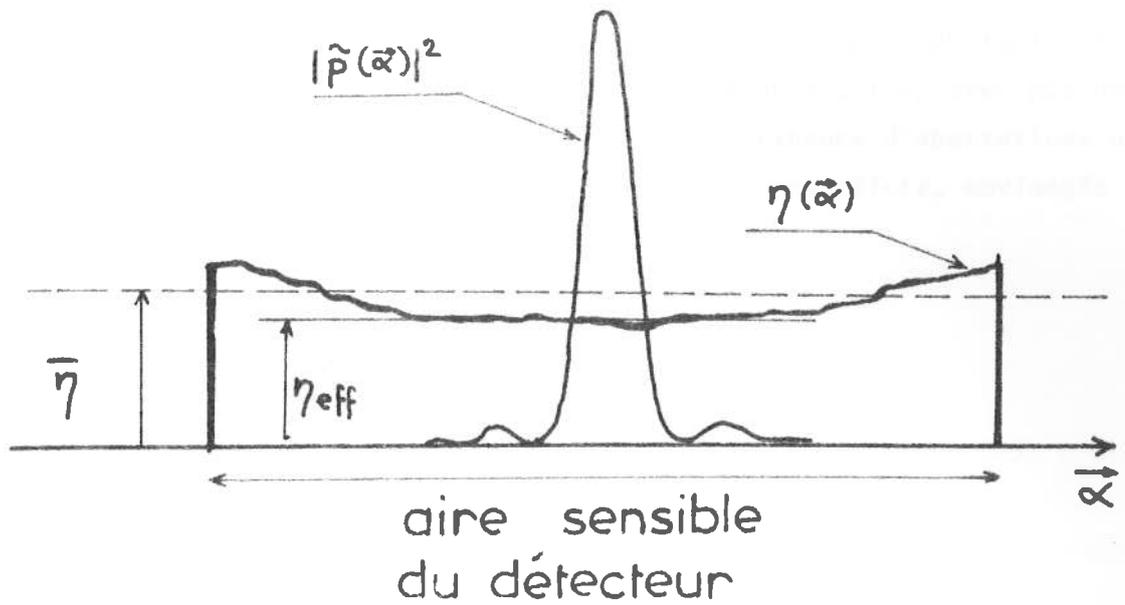
où l'on a posé :

$$|g(\vec{\alpha})|^2 = \frac{|\tau(\vec{\alpha})|^2}{\int \eta(\vec{\alpha}) \cdot |\tilde{p}(\vec{\alpha})|^2 d\alpha \int \eta(\vec{\alpha}) \cdot |\tilde{p}_0(\vec{\alpha})|^2 d\alpha} \quad (21)$$

Cette expression du RSB est utile pour tenir compte des dimensions relatives des taches focales O.L. et source et du détecteur. En pratique, on se ramène au cas où les taches focales sont bien couvertes par l'aire sensible du détecteur, par exemple en augmentant la convergence de la partie commune des faisceaux O.L. et source. C'est une condition impérative pour prendre en compte tous les photons stellaires collectés.

Dans ces conditions on a :

$$\eta_0 = \eta_{eff} = \bar{\eta} \quad \text{et} \quad t_c = 1 \quad (22)$$



- $|\tilde{p}(x)|^2$ tache focale
- $\eta(x)$ rendement quantique
- $\bar{\eta}$ moyenne sur l'aire sensible
- η_{eff} moyenne sur l'étendue de $|\tilde{p}(x)|^2$

figure 4 rendements moyens

Toutefois ceci n'empêche pas d'avoir des taches focales de taille différentes pour la source et pour l'O.L., ce qui peut s'interpréter par une mauvaise conjugaison des pupilles ou par l'existence d'aberrations optiques. C'est le facteur $|g(\vec{\alpha})|^2$ qui tient compte de ces effets, envisagés au § III. 3-

Signification physique de $|g(\vec{\alpha})|^2$

On pose $\eta(\vec{\alpha}) = \mu^2(\vec{\alpha})$

et ensuite

$$f_0(\vec{u}) = \tilde{\mu}(\vec{u}) * p_0(\vec{u})$$

$$f(\vec{u}, \vec{\alpha}) = \tilde{\mu}(\vec{u}) * p(\vec{u}, \vec{\alpha})$$

Ainsi, on fait apparaître $|g(\vec{\alpha})|^2$ sous la forme :

$$|g(\vec{\alpha})|^2 = \frac{\left| \int f_0(\vec{u}) \cdot f^*(\vec{u}, \vec{\alpha}) d\vec{u} \right|^2}{\int |f_0(\vec{u})|^2 d\vec{u} \int |f(\vec{u}, \vec{\alpha})|^2 d\vec{u}}$$

dont la valeur maximum est 1, d'après l'inégalité de SCHWARTZ et qui peut être interprété comme le module au carré du degré de cohérence entre deux ondes ayant traversé, l'une la pupille $W_0(\vec{u})$, l'autre, la pupille $W(\vec{u})$, ces dernières étant définies par :

$$W_0(\vec{u}) = \tilde{\mu}(\vec{u}) * \Pi_0(\vec{u}) \quad (23)$$

$$W(\vec{u}) = \tilde{\mu}(\vec{u}) * \Pi(\vec{u})$$

On pourrait dire que l'on considère l'interférence en lumière quasi monochromatique de l'onde source avec l'onde O.L. dans le cas où l'on a ramené les effets de la taille du détecteur, dans l'expression de la transmission complexe des pupilles, en une sorte d'apodisation au sens large. D'après (23) cet effet se manifeste formellement par la "convolution de la transmission avec la T.F. de la puissance 1/2 du rendement quantique du détecteur (sic!). Oserons-nous le néologisme " pupilles apoluées " ou encore " convodétectisées " si ce n'est " Fourapodétectées " ?

En définitive, on peut dire que $|g(\vec{\alpha})|^2$ représente la visibilité des battements entre l'onde source et l'onde O.L. perçus par le détecteur.

Nous désignerons ici $|g(\vec{\alpha})|^2$ par "rendement optique" du montage de détection hétérodyne.

III. DEGRADATIONS DU RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Ces dégradations proviennent du bruit propre de la chaîne de détection, des fluctuations de puissance de l'O.L., des imperfections du montage optique et enfin de la turbulence atmosphérique.

1. Bruit propre de la chaîne de détection

On l'envisage ici d'un point de vue phénoménologique et global c'est-à-dire sans entrer dans le détail des processus électroniques impliqués. Il va sans dire que cette approche empirique n'est qu'un premier pas vers l'optimisation des conditions d'emploi de la chaîne, et qu'une étude plus fine est souhaitable pour un montage de deuxième génération.

Dans I_R et I_b , les facteurs $G(f)$ et $g(t)$ sont relatifs à l'amplificateur qui suit la photodiode. En fait, on doit tenir compte de la présence de la cavité contenant la photodiode, dont l'effet est une absorption par résonance dans le spectre de bruit photonique (12).

On peut assimiler cette cavité à un filtre, de réponse impulsionnelle $g_c(t)$ et de gain $G_c(f)$. Ainsi le gain $G(f)$ considéré jusque là se décompose en

$$G(f) = G_c(f) \cdot G_A(f)$$

où $G_A(f)$ est relatif à l'amplificateur seul. L'expression du courant de sortie de l'ampli sera donnée par :

$$I(t) = [i_h(f, t, \bar{\alpha}, \theta) \cdot G(f)] + [i_b(t) * g(t)] + [i_p(t) * g_A(t)]$$

où $i_p(t)$ est le courant de bruit propre de l'amplificateur ramené à son entrée.

(On suppose ici que ce bruit est prépondérant devant les bruits dus à la physique du détecteur), étudiés par SIRIEIX (12)

Ce bruit est d'origine thermique et son spectre est blanc, ce que laisse supposer l'enregistrement observé de ce spectre après l'amplificateur :

$$\Phi_p(f) = A \cdot |G_A(f)|^2$$

Dans ces conditions, le spectre de bruit total à la sortie de l'amplificateur est :

$$\Phi_b(f) = e i_o |G(f)|^2 + A |G_A(f)|^2 \quad (24)$$

que l'on peut écrire :

$$\Phi_b(f) = e i_o \left[1 + \frac{A |G_A(f)|^2}{e i_o |G(f)|^2} \right] \cdot |G(f)|^2$$

ce qui revient à considérer au lieu de $e i_o |G(f)|^2$ une densité spectrale équivalente qui s'exprime par :

$$\Phi_b(f) = e i_o \cdot C(f) \cdot |G(f)|^2$$

d'où une puissance de bruit

$$\Delta U_b^2 = (2 k e i_o)^2 (\delta B / \tau) |G_M|^2 \cdot C^2(f) \quad (25)$$

$C(f)$ étant un facteur correctif qui tient compte des effets propres de l'ampli. On peut se contenter pour une estimation grossière de $C(f)$, d'une valeur globale sur tout le spectre, et d'utiliser alors la correction moyenne :

$$\bar{C} = 1 + \frac{\int A |G_A(f)|^2 df}{\int e i_o |G(f)|^2 df}$$

dont la détermination peut se faire graphiquement si l'on connaît les spectres de bruit obtenus dans les deux cas suivants :

- le détecteur reçoit l'O.L. , (le spectre enregistré est alors défini en (22)

- le détecteur ne reçoit pas l'O.L. , (on enregistre alors $\Phi_p(f)$ seulement).

On détermine graphiquement (figure 5) les intégrales

$$P_A = \int A |G_A(f)|^2 df \quad \text{et} \quad P_T = \int \Phi_b(f) df$$

d'où l'on tire :

$$\bar{C} = 1 + (P_A / (P_T - P_A))$$

Avec les courbes de la figure (5) on trouve

$$P_T \approx 2.5 P_A \quad \text{soit} \quad \bar{C} \approx \frac{5}{3} \quad (26)$$

- gain en puissance
- (A) avec O.L.
 - (B) sans O.L.

$$P_T = \int_0^{\infty} [e_i |G(f)|^2 + A |G_A(f)|^2] df$$

$$P_A = \int_0^{\infty} A |G_A(f)|^2 df$$

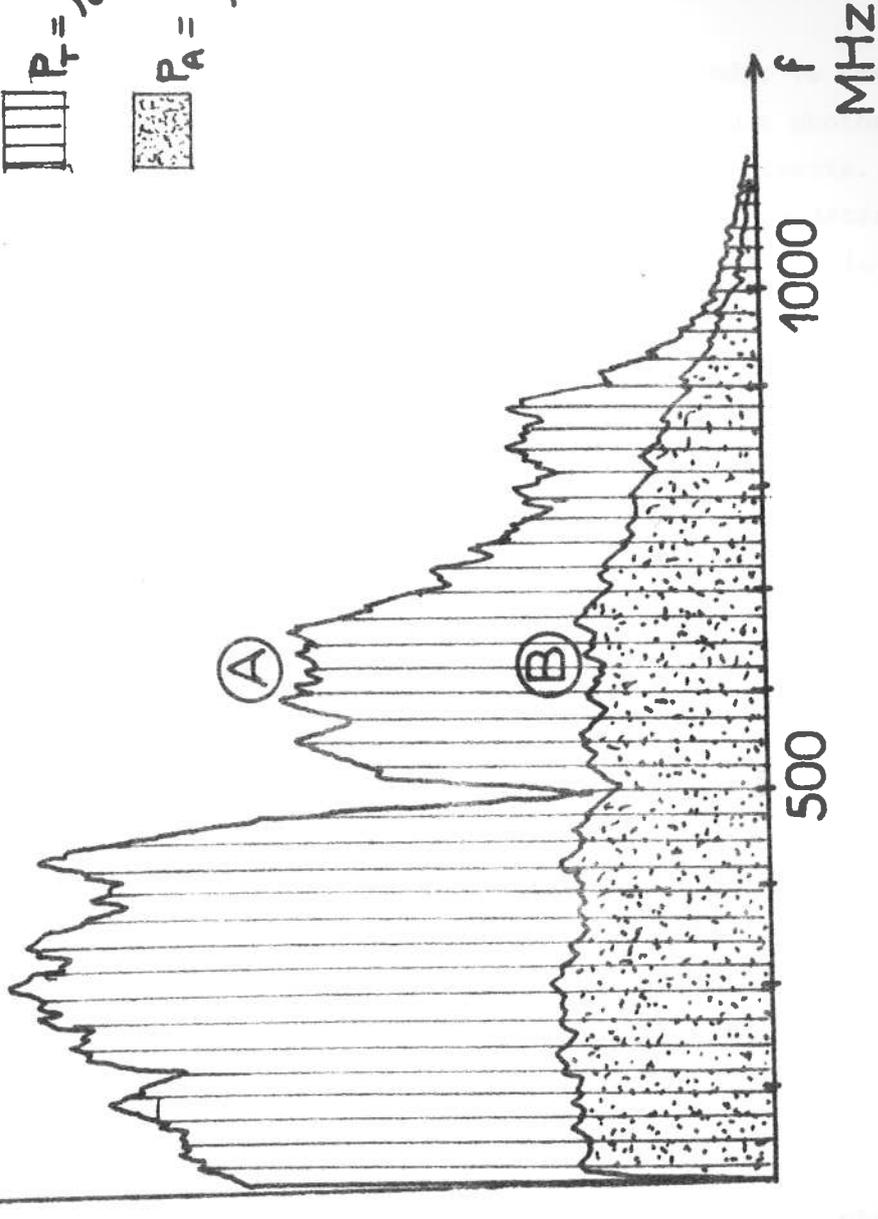


figure 5 Bruit propre du préamplificateur

Ainsi on peut estimer que la tension de bruit réelle, où intervient $e i_0 \overline{C}$ au lieu de $e i_0$, est multipliée par 5/3, ce qui se répercute sur le rapport signal sur bruit par un facteur d'atténuation $\frac{1}{C} \sim \frac{3}{5}$ conduisant à une nouvelle expression (RSB)', telle que :

$$(RSB)' = 0.6 (RSB) \quad (26 \text{ bis})$$

où RSB est donné par l'expression (2c).

On a donc intérêt à avoir i_0 assez grand, pour rendre le terme de bruit propre de l'ampli négligeable devant le terme de bruit photonique, ce qui est possible si la puissance O.L. disponible est suffisante. (12)

Toutefois, en pratique on est limité par les risques de détérioration du détecteur qui ne peut admettre de valeurs trop élevées de i_0 . (§ B, I, 1)

2. Fluctuations de puissance de l'O.L.

Elles se traduisent par des fluctuations de i_0 . Elles ne sont pas transmises par l'amplificateur (bande passante 5 à 500 MHz) mais apparaissent à la sortie de la diode, par l'intermédiaire de U_b , composante continue de la tension de bruit, qui dépend de i_0 .

Ces fluctuations subissent les effets du filtre RC, et l'expression des fluctuations résultantes sur U_b est donnée par :

$$\Delta U_{O.L.}(t) = 2 k e i_0 B |G_M|^2 [\varepsilon(t) * h(t)]$$

où $\varepsilon(t)$ représente les fluctuations relatives de i_0 , dont le spectre de puissance est $\Phi_\varepsilon(f)$

On devra donc considérer la puissance moyenne

$$\langle \Delta U_{O.L.}^2(t) \rangle = [2 k e i_0 B |G_M|^2] \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_\varepsilon(f) |H(f)|^2 df \quad (27)$$

Lorsque dans la méthode de DICKE (5) on fait la démodulation en phase du signal, cela revient à translater le support de $H(f)$ pour le centrer en f_M , (fréquence de modulation).

Si f_M est assez grand, le chromatisme de $\Phi_\varepsilon(f)$ n'est pratiquement plus sensible sur le support de $H(f)$ et on peut écrire, avec (13)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_\varepsilon(f) |H(f-f_M)|^2 df = \Phi_\varepsilon(f_M) \int_{-\infty}^{+\infty} |H(f-f_M)|^2 df = \frac{\Phi_\varepsilon(f_M)}{\tau}$$

La puissance moyenne de bruit apportée par les fluctuations de puissance de l'O.L. est donnée par :

$$\Delta U_{o.l.}^2 = [2 k e i_0 |G_M|^2]^2 \cdot \frac{\Phi_\epsilon(f_M)}{\tau} \cdot B^2 \quad (28)$$

La puissance totale de bruit à considérer devient alors

$$\langle \Delta U^2 \rangle = \langle \Delta U_b^2 \rangle + \langle \Delta U_{o.l.}^2 \rangle$$

d'où l'on tire, avec (24) et (27)

$$\Delta U = [2 k e i_0 \sqrt{\frac{\delta B}{\tau}} |G_M|^2] \cdot \sqrt{(\bar{C})^2 + \frac{B}{\delta} \cdot \Phi_\epsilon(f_M)} \quad (29)$$

$$\text{ou } \Delta U = (\langle \Delta U^2 \rangle)^{\frac{1}{2}}$$

L'expression de cette tension de bruit permet d'évaluer, par la condition $(B/\delta) \cdot \Phi_\epsilon(f_M) < 1$ le seuil de fréquence de modulation à utiliser, pour rendre négligeable cette dégradation. (§ B, 1, 2)

3. Imperfections du montage optique.

On suppose pour cette étude, que les autres causes de dégradations sont absentes. De plus, on suppose que la surface sensible du détecteur est étendue par rapport à la tache d'Airy, on aura donc $\eta(\vec{\alpha}) = \bar{\eta}$ pour tout $\vec{\alpha}$.
(30)

- superposition imparfaite des faisceaux.

Avec la condition (30) et en l'absence de tout déphasage parasite

$$(\Psi_q(\vec{\alpha}) = 1, \vec{\alpha} = \vec{0})$$

l'expression (21) devient :

$$|g(\vec{0})|^2 = \frac{|\int \pi^*(\vec{u}) \cdot \pi_0(\vec{u}) d\vec{u}|^2}{\int |\pi_0(\vec{u})|^2 d\vec{u} \cdot \int |\pi(\vec{u})|^2 d\vec{u}}$$

Ce qui se réduit, d'après (2) à :

$$|g(\vec{0})|^2 = \frac{\Sigma_c^2}{\Sigma_o \Sigma} \quad (31)$$

où Σ_c est la partie virtuellement commune aux supports des deux pupilles.

On en tire la condition donnant le rendement maximum.

$$\Sigma_0 = \Sigma = \Sigma_c$$

Si cette condition n'est pas remplie, une partie des photons de la source et une partie des photons de l'O.L. ne se rencontrent pas pour interférer, ainsi on perd du signal par les photons sources non utilisés, et on augmente le bruit par les photons O.L. en excès. On suppose dans toute la suite que ce réglage est réalisé, ainsi que la condition (30). Alors l'expression (21) s'écrit, en présence de déphasages parasites et du dépointage $\vec{\alpha}$

$$|g(\vec{\alpha})|^2 = \left| \frac{1}{\Sigma_0} \int \tilde{p}_0(\vec{\alpha}) \cdot \tilde{p}^*(\vec{\alpha}, \vec{\alpha}) \cdot d\alpha \right|^2 \quad (32)$$

De plus, le rendement η_0 s'identifie avec $\bar{\eta}$ et on écrira l'expression du rapport signal sur bruit

$$RSB = \frac{2}{\pi} \frac{\bar{\eta}}{h\nu_0} \sqrt{\frac{nB\tau}{\gamma}} \bar{R}_0 \cdot \left(\frac{E^2}{2} \cdot S\right) |g(\vec{\alpha})|^2$$

où S est la surface de la pupille en unités courantes.

C'est sur le rendement optique donné par (32) que porteront les dégradations étudiées.

On peut l'explicitier par :

$$|g(\vec{\alpha})|^2 = \left| \frac{1}{\Sigma_0} \int |\pi_0(\vec{u})|^2 \cdot \psi^*(\vec{u}) \cdot \psi_0(\vec{u}) \cdot e^{-j2n\vec{u}\vec{\alpha}} \cdot d\vec{u} \right|^2 \quad (33)$$

avec $\psi_q(\vec{u}) = \exp j \varphi_q(\vec{u})$

où $\varphi_q(\vec{u})$ est un déphasage parasite.

- Aberrations

Au prix d'un abus de langage, on désignera indifféremment par ce terme et on traitera de façon similaire : les défauts de réglages et les aberrations proprement dites qui interviennent dans ce montage. Dépointage et coma seront repérés par leurs effets transversaux ; défaut de mise au point, astigmatisme, et aberration de sphéricité le seront par leurs effets sur l'axe principal.

On peut voir d'après (33) que seuls interviennent les écarts entre les deux surfaces d'onde repérés par $[\psi_0(\vec{a}) - \psi(\vec{a})]$. Si les deux voies sont affectées des mêmes aberrations, le rendement n'est donc pas dégradé à condition toutefois qu'elles n'étalent pas la tache image au point de la faire déborder de l'aire sensible du détecteur, ce qui rendrait caduque la condition (30). On s'astreindra donc toujours à réaliser la parfaite coïncidence de l'image de l'O.L. avec le plan du détecteur.

Plus généralement on admettra que l'optique de la voie O.L. est dépourvue d'aberration ($\psi_0(\vec{a}) \equiv 0$), ce qui revient à reporter tous les déphasages sur la voie source.

Les notations sont résumées sur les figures (6), (7), (8).

On choisira comme échelle de comparaison le rayon de la tache d'Airy (λ/ω) pour les effets transversaux et le paramètre (λ/ω^2) qu'on peut appeler profondeur de mise au point pour les effets sur l'axe.

Chaque "aberration" est d'abord considérée isolément, et le déphasage correspondant est exprimé en faisant apparaître un "paramètre caractéristique" qui est le rapport entre l'aberration et l'échelle de comparaison qui lui est associée. En posant de plus, $m = r/R$, on obtient une expression en coordonnées universelles.

Le tableau (I) rassemble ces expressions, ainsi que celles des rendements optiques, pour "aberration soliste" qui en découlent.

J_0 et J_1 sont les fonctions de BESSEL de première espèce, $C(x)$ et $S(x)$ sont les intégrales de FRESNEL (17)

$$C(x) = \int_0^x \cos \frac{\pi t^2}{2} dt \quad S(x) = \int_0^x \sin \frac{\pi t^2}{2} dt$$

Les courbes des rendements sont données sur la figure (9).

En tenant compte de l'expression des pupilles données en (I₂), l'expression du rendement est obtenue dans chaque cas à partir de :

$$|g(A_i)|^2 = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^{2\pi} \int_0^1 \exp j \psi(m, \theta, A_i) m \cdot dm \cdot d\theta \right|^2 \quad (34)$$

dont la forme est identique à l'intensité de Strehl [13]

où A_i prend les valeurs X, Y, Z, T, U.

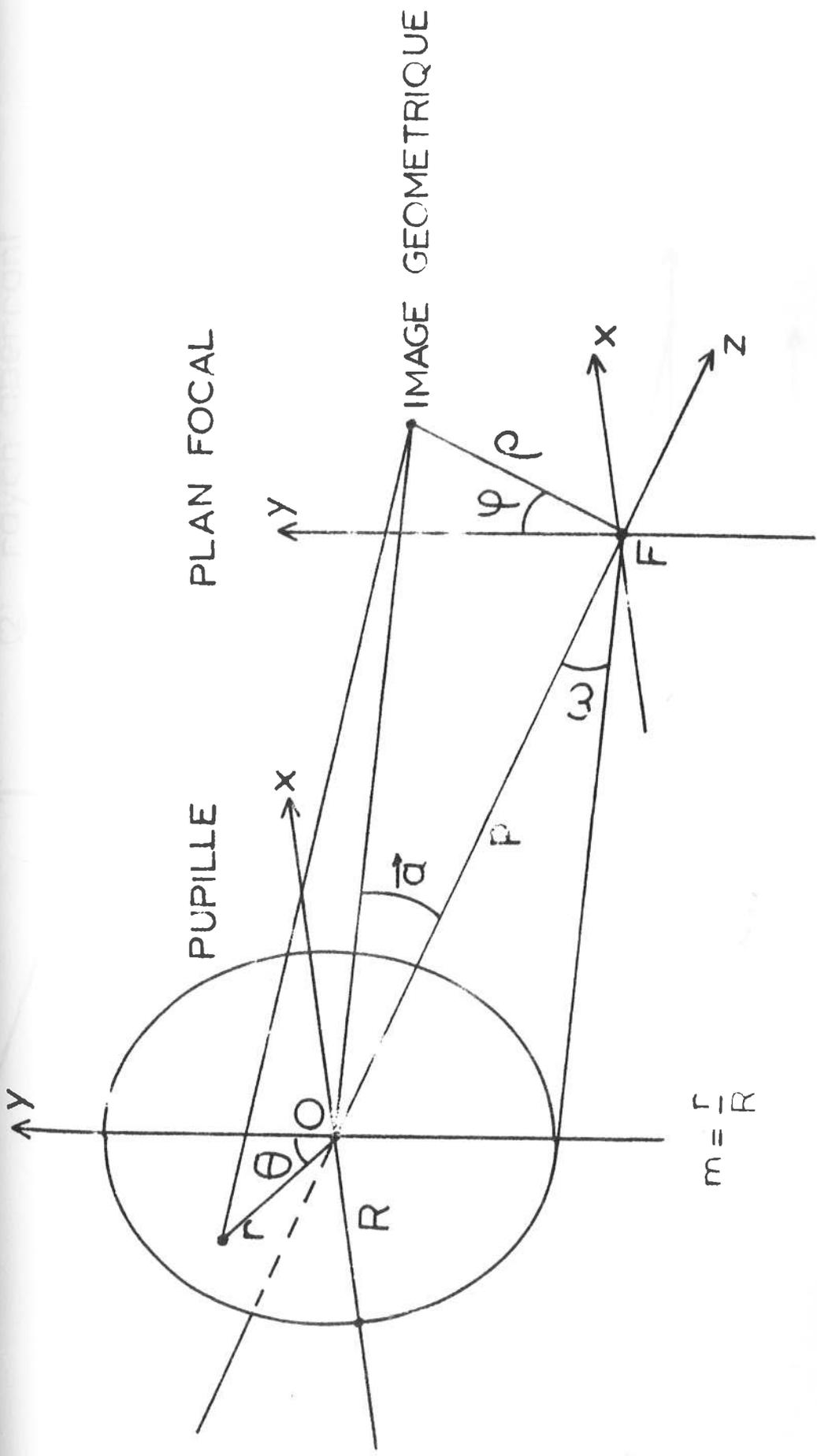


Figure 6 notations employées dans le tableau I

- ① rayon paraxial
- ② rayon aberrant

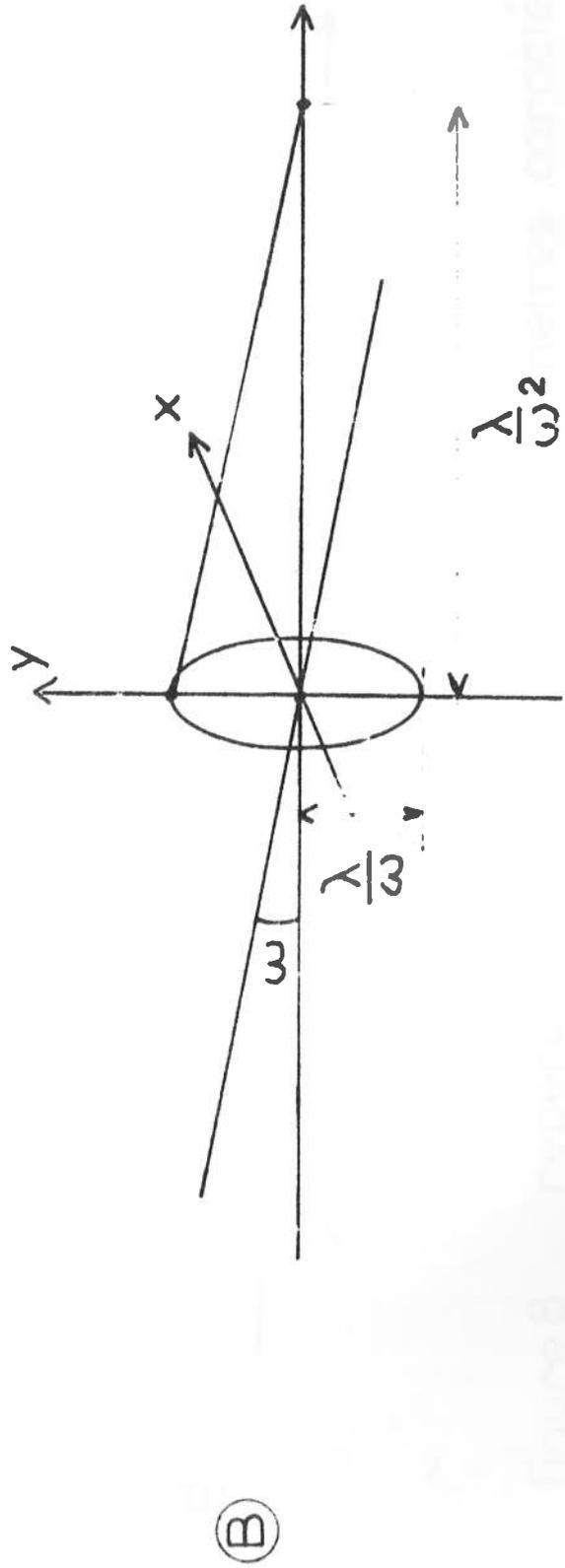
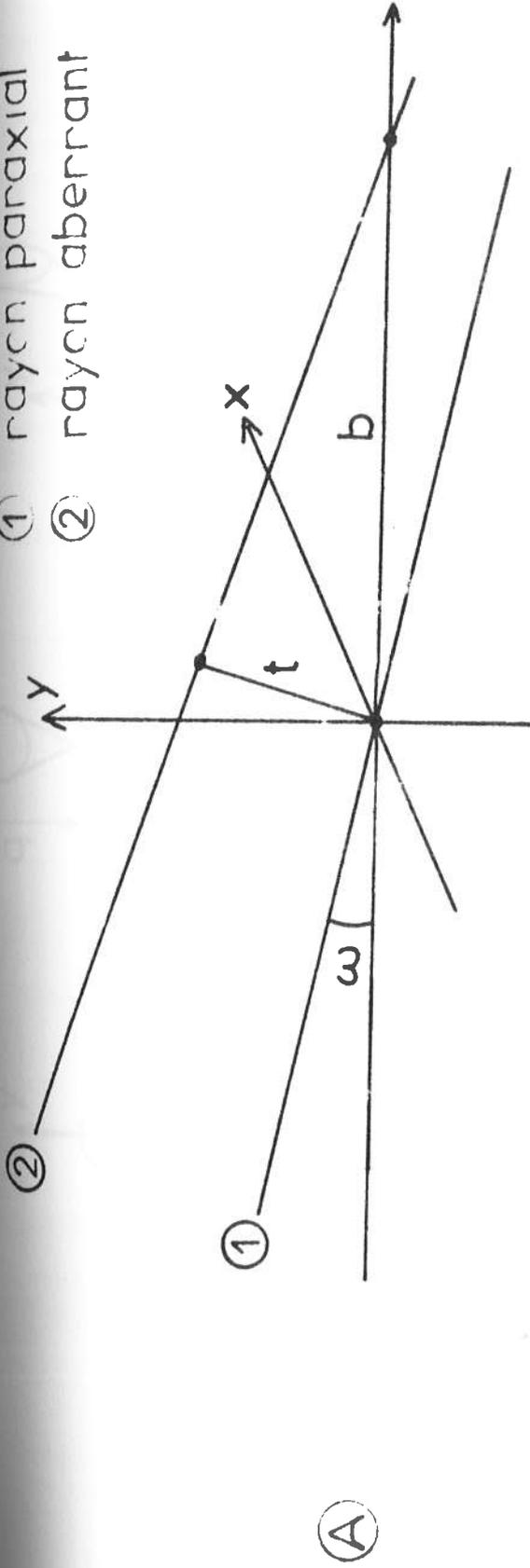
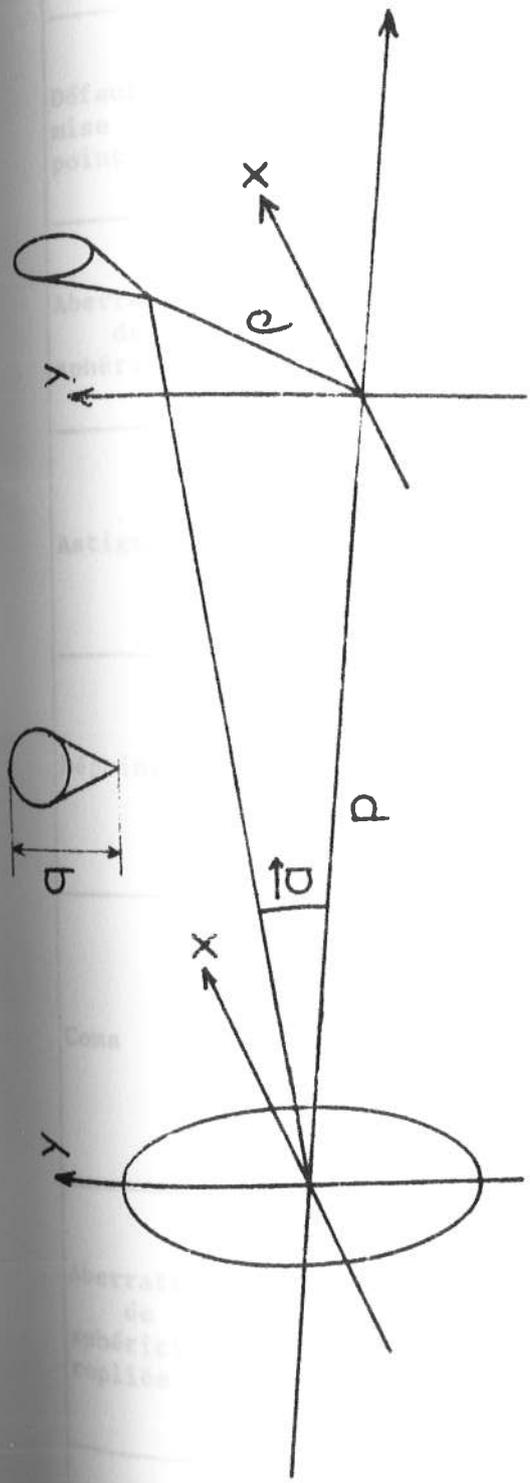


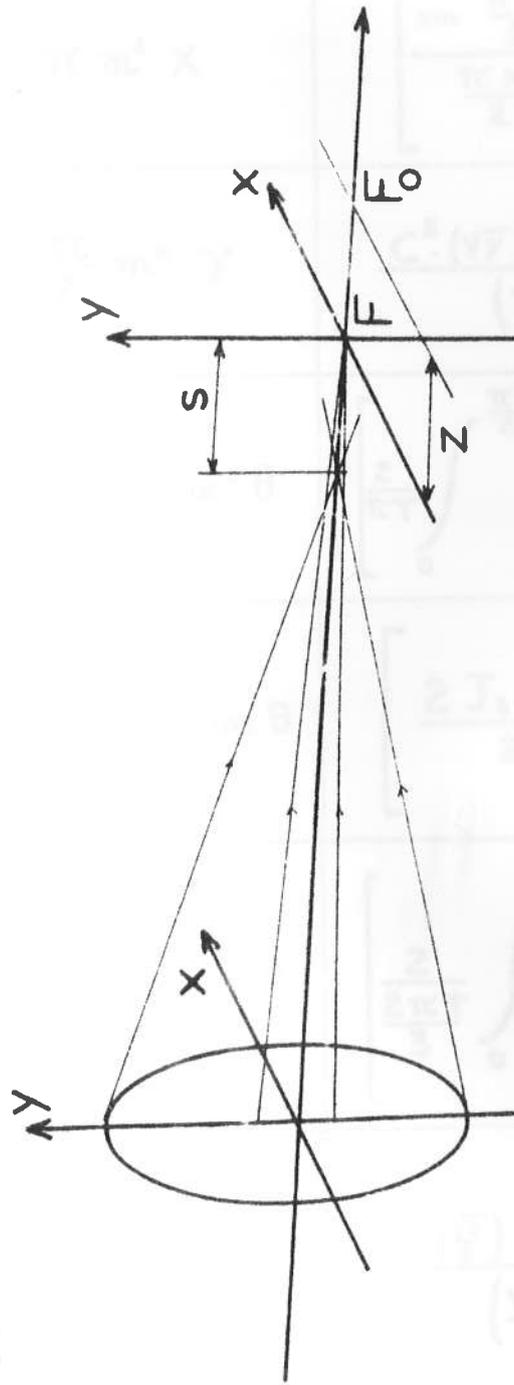
figure 7 (A) effet transversal (t) et effet longitudinal (b)
 (B) échelles de comparaison



$$Z = \frac{\rho}{(\lambda/3)}$$

$$T = \frac{q}{(\lambda/3)}$$

(A)



$$X = \frac{z}{(\lambda/3^2)}$$

$$Y = \frac{s}{(\lambda/3^2)}$$

(B)

figure 8 repérage des aberrations, paramètres caractéristiques

(A) dépointage et coma (B) mise au point, sphéricité

TABLEAU I

Type de défaut	Paramètre caractéristique	Déphasage	rendement
Défaut de mise au point	$X = \frac{\delta}{\left(\frac{\lambda}{\omega^2}\right)}$	$\pi m^2 X$	$\left[\frac{\sin \frac{\pi X}{2}}{\frac{\pi X}{2}} \right]^2$
Aberration de sphéricité	$Y = \frac{\Delta}{\left(\frac{\lambda}{\omega^2}\right)}$	$\frac{\pi}{2} m^4 Y$	$\frac{C^2 (\sqrt{Y}) + S^2 (\sqrt{Y})}{(\sqrt{Y})^2}$
Astigmatisme	$U = \frac{d}{\left(\frac{\lambda}{\omega^2}\right)}$	$\frac{\pi}{2} m^2 U \cos^2 \theta$	$\left[\frac{2}{\pi T} \int_0^{\frac{\pi T}{2}} J_0(\delta) d\delta \right]^2$
Dépointage	$Z = \frac{\rho}{\left(\frac{\lambda}{\omega}\right)}$	$2\pi m Z \cos \theta$	$\left[\frac{2 J_1(2\pi Z)}{2\pi Z} \right]^2$
Coma	$T = \frac{q}{\left(\frac{\lambda}{\omega}\right)}$	$2\pi m^3 T \cos \theta$	$\left[\frac{2}{\frac{2\pi T}{3}} \int_0^{\frac{2\pi T}{3}} J_0(\delta) d\delta \right]^2$
Aberration de sphéricité repliée	$X = -\frac{y}{2}$		$\frac{C^2 \left(\frac{\sqrt{Y}}{2}\right) + S^2 \left(\frac{\sqrt{Y}}{2}\right)}{\left(\frac{\sqrt{Y}}{2}\right)^2}$
Coma repliée	$Z = -\frac{2}{9} T$		$\left[2 \int_0^1 J_0\left(\frac{2\pi T}{3} (m^3 - \frac{2}{3} m)\right) m dm \right]^2$

Pour étudier le rendement où les aberrations interviennent simultanément on considère le déphasage global :

$$\Phi(m, \theta) = \sum_{A_i} \varphi(m, \theta, A_i) \quad (35)$$

Le rendement étant alors exploité sous la forme

$$|g(x, y, z, \tau, u)|^2 \approx 1 - \Phi_{RMS}^2$$

obtenu en développant l'exponentielle. Les déphasages considérés sont assez petits pour qu'on se limite à un ordre peu élevé.

Dans cette dernière expression on a posé :

$$\Phi_{RMS}^2 = \Phi^2(m, \theta) - \left(\overline{\Phi(m, \theta)} \right)^2 \quad (36)$$

et la notation $\overline{\Phi}$ signifie : moyenne prise sur la pupille, soit :

$$\overline{\Phi(m, \theta)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \Phi(m, \theta) \cdot m \cdot dm \cdot d\theta$$

avec les expressions des déphasages, donnés dans le tableau I, on a :

$$\Phi_{RMS}^2 = \pi^2 \left[\left(\frac{X^2}{12} + \frac{Y^2}{45} + \frac{XY}{12} \right) + \left(Z^2 + \frac{2T^2}{27} + \frac{4}{9} TZ \right) + \frac{U^2}{24} \right]$$

on pose

$$I = \left(\frac{X^2}{12} + \frac{Y^2}{45} + \frac{XY}{12} \right)$$

et

$$J = \left(Z^2 + \frac{2T^2}{27} + \frac{4}{9} TZ \right)$$

On peut, par action sur la mise au point (X), minimiser I, de même par action sur le dépointage (Z) on peut minimiser J. [10]

En exprimant $\frac{\partial I}{\partial X} = 0$ et $\frac{\partial J}{\partial Z} = 0$, on obtient les corrections optimales :

$$\text{On trouve : } X = -\frac{Y}{2} \quad \text{et} \quad Z = -\frac{2}{9} T$$

expressions qui définissent le réplioement des aberrations de sphéricité et de coma respectivement.

On obtient alors de nouvelles expressions analytiques de rendement qui sont :

$$\frac{C^2\left(\frac{\sqrt{y}}{2}\right) + S^2\left(\frac{\sqrt{y}}{2}\right)}{\sqrt{\frac{y}{2}}}$$

pour l'aberration de sphéricité repliée, et pour la coma repliée :

$$\left| 2 \int_0^1 J_0\left(\frac{2\pi}{3} \left(m^3 - \frac{2}{3}m\right)\right) m \, dm \right|^2$$

dont les courbes sont comparées sur la figure (9) à celles des expressions précédemment obtenues, (voir tableau I), pour chaque défaut ou aberration séparément.

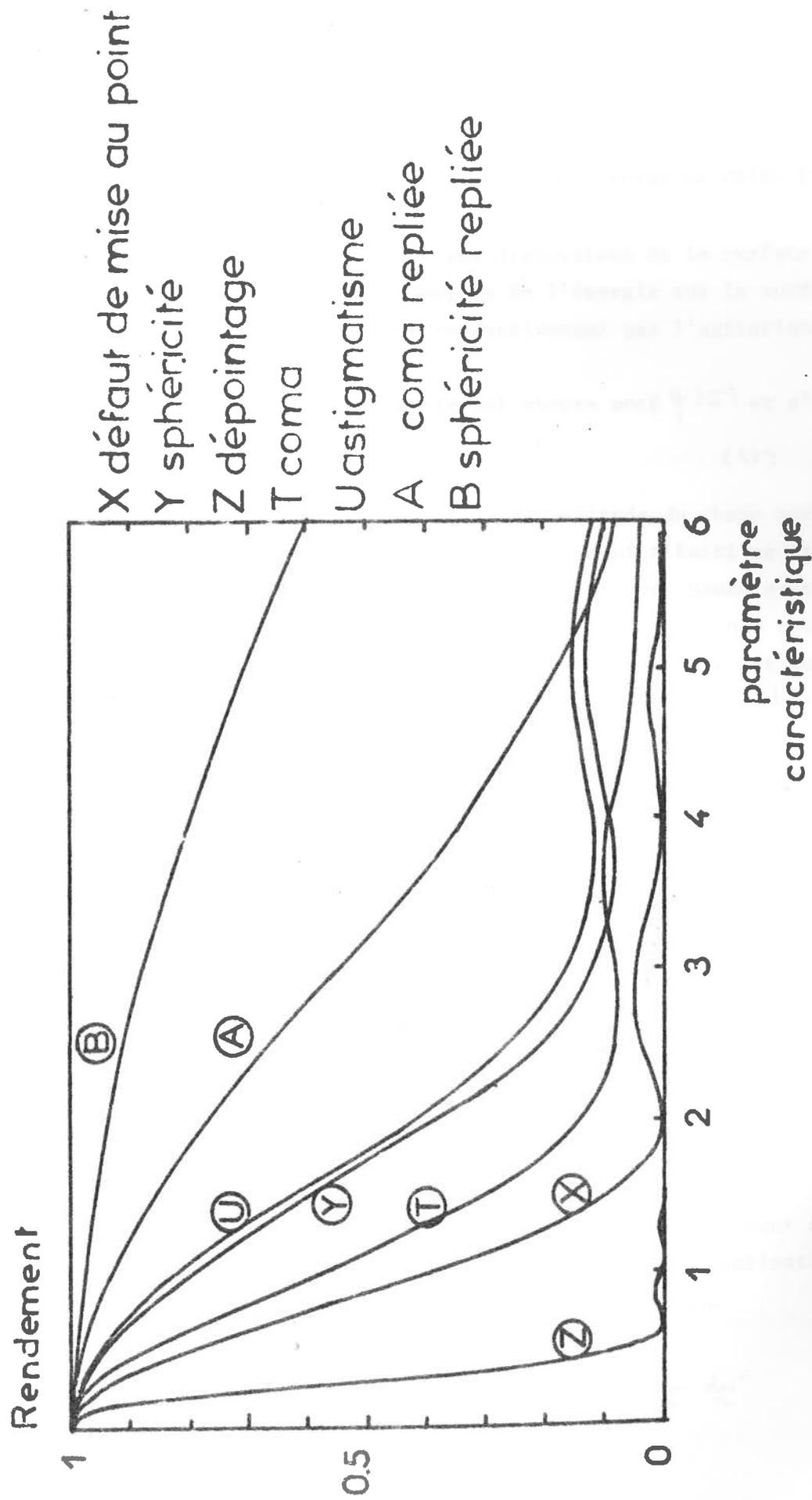


figure 9 courbes de rendement optique en présence d'aberrations

4. Dégradations dues à la turbulence atmosphérique

Dans ce paragraphe on se référera largement aux travaux de FRIED [19], [20] et TATARSKI [21].

La turbulence atmosphérique provoque des distorsions de la surface d'onde incidente et une répartition non homogène de l'énergie sur la surface collectrice. Ces effets se traduisent respectivement par l'agitation et la scintillation de l'étoile.

Le champ incident en \vec{u} sur la pupille est encore noté $\psi(\vec{u})$ et s'écrit :

$$\psi(\vec{u}) = \exp[\chi(\vec{u}) + j\varphi(\vec{u})] \quad (37)$$

où $\chi(\vec{u})$ est le logarithme népérien de l'amplitude du champ perturbé et $\varphi(\vec{u})$ en est la phase. Ces deux grandeurs sont aléatoires et d'après le théorème de la limite centrale, leur statistique est Gaussienne [21].

On supposera aussi (ainsi qu'il est courant) que la turbulence est localement homogène et isotrope. La surface d'onde de référence est celle du champ incident non perturbé, elle correspond donc à : $\chi(\vec{u}) = \varphi(\vec{u}) = 0$

On a aussi dans ce cas : $|\psi(\vec{u})| = 1$

Si le montage est imparfaitement corrigé, les déphasages résiduels qu'il introduit seront reportés dans l'expression des pupilles.

L'expression du rendement optique à considérer sera :

$$|g(\vec{a})|^2 = \left| \frac{1}{\Sigma_0} \int \Pi(\vec{u}) \psi(\vec{u}, \vec{a}) \underline{d}u \right|^2 \quad (38)$$

dans laquelle : $\psi(\vec{u}, \vec{a}) = \psi(\vec{u}) \cdot e^{-j2\pi\vec{u}\vec{a}}$

(la turbulence sur la voie O.L. est supposée négligeable)

On s'intéresse d'abord au cas $\vec{a} = \vec{0}$, c'est-à-dire au rendement dans l'axe, dont on veut évaluer la moyenne sur l'ensemble des réalisations de la turbulence, moyenne qui sera notée $\langle \quad \rangle$; en écrivant

$$|g(\vec{0})|^2 = \frac{1}{\Sigma_0^2} \iint \Pi(\vec{u}) \cdot \Pi(\vec{u}') \cdot \psi(\vec{u}) \psi(\vec{u}') \underline{d}u \underline{d}u'$$

soit encore, en posant $\vec{u}' = \vec{u} - \vec{w}$ et $\Pi(\vec{u}) = \frac{\Pi(\vec{u})}{\Sigma_0}$

qui est la pupille normalisée, on a :

$$|g(\vec{o})|^2 = \int d\vec{w} \left[\int \Pi(\vec{u}) \Pi(\vec{u} - \vec{w}) \psi(\vec{u}) \psi^*(\vec{u} - \vec{w}) d\vec{u} \right]$$

La moyenne n'intéresse que $\psi(\vec{u})$ et $\psi^*(\vec{u} - \vec{w})$
on écrira donc :

$$\langle |g(\vec{o})|^2 \rangle = \int d\vec{w} \left[\int \Pi(\vec{u}) \Pi(\vec{u} - \vec{w}) \langle \psi(\vec{u}) \psi^*(\vec{u} - \vec{w}) \rangle d\vec{u} \right] \quad (39)$$

ce qui fait apparaître la covariance du champ perturbé $\langle \psi(\vec{u}) \psi^*(\vec{u} - \vec{w}) \rangle$

En ayant supposé l'homogénéité et l'isotropie des perturbations du champ incident, on peut écrire que ce facteur ne dépend que de $w = |\vec{u} - \vec{u}'|$ ainsi, il sort de l'intégrale.

En posant

$$C_\psi(w) = \langle \psi(\vec{u}) \psi^*(\vec{u} - \vec{w}) \rangle \text{ et } \Lambda(\vec{w}) = \int \Pi(\vec{u}) \Pi(\vec{u} - \vec{w}) d\vec{u}$$

on arrive à

$$\langle |g(\vec{o})|^2 \rangle = \int \Lambda(\vec{w}) C_\psi(w) d\vec{w}$$

L'expression entre crochets dans (39) est la fonction de transfert de modulation (MTF) de FRIED [20], dans le cas qu'il dénomme "longue pose".

Avec (37), on arrive à :

$$C_\psi(w) = \langle \exp[\chi(\vec{u}) + \chi(\vec{u} - \vec{w}) + j(\varphi(\vec{u}) - \varphi(\vec{u} - \vec{w}))] \rangle$$

L'hypothèse de l'homogénéité et de l'isotropie locale des perturbations

$\chi(\vec{u})$ et $\varphi(\vec{u})$, jointe à leurs propriétés Gaussiennes permet de dire que $[\chi(\vec{u}) + \chi(\vec{u} - \vec{w})]$ et $[\varphi(\vec{u}) - \varphi(\vec{u} - \vec{w})]$

sont des quantités indépendantes et Gaussiennes, ce qui permet d'utiliser la relation

$$\langle \exp(\alpha X + \beta Y) \rangle = \exp\left[\frac{1}{2}(\alpha^2 \langle (X - \bar{X})^2 \rangle + \beta^2 \langle (Y - \bar{Y})^2 \rangle) + \alpha \bar{X} + \beta \bar{Y}\right] \quad (40)$$

où X et Y doivent être des variables aléatoires Gaussiennes et indépendantes dont les valeurs moyennes respectives sont \dot{X} et \dot{Y} , (α et β étant des coefficients quelconques). En outre on pourra écrire

$$\langle \chi(\vec{u}) + \chi(\vec{u} - \vec{w}) \rangle = 2\dot{X}$$

$$\langle \varphi(\vec{u}) - \varphi(\vec{u} - \vec{w}) \rangle = 0$$

Avec la formule (40), l'expression de $C_\psi(\omega)$ devient

$$C_\psi(\omega) = \exp \left[\frac{1}{2} \left(\langle (\chi(\vec{u}) + \chi(\vec{u} - \vec{w}) - 2\dot{X})^2 \rangle - \langle (\varphi(\vec{u}) - \varphi(\vec{u} - \vec{w}))^2 \rangle + 4\dot{X} \right) \right]$$

et en introduisant les covariances respectives de $\chi(\vec{u})$ et $\varphi(\vec{u})$ on a

$$C_\psi(\omega) = \exp \left[\frac{1}{2} \left(2C_\chi(\omega) + 2C_\chi(0) - 2C_\varphi(0) + 2C_\varphi(\omega) + 4\dot{X} \right) \right]$$

La turbulence n'absorbe pas d'énergie, mais la disperse de façon aléatoire ainsi puisque $C_\psi(0) = \langle |\psi(\vec{u})|^2 \rangle$ on aura $C_\psi(0) = 1$

Dans ces conditions, on peut poser $1 = \exp [2(C_\chi(0) + \dot{X})]$

ce qui conduit à la condition (qu'on peut considérer comme inhérente à la définition de $\chi(\vec{u})$)

$$\dot{X} = -C_\chi(0)$$

Avec cette dernière relation on trouve :

$$C_\psi(\omega) = \exp \left\{ [C_\chi(\omega) - C_\chi(0)] + [C_\varphi(\omega) - C_\varphi(0)] \right\}$$

Il est utile de faire intervenir les fonctions de structure de la phase et du logarithme de l'amplitude, respectivement définies par $D_\varphi(\omega)$ et $D_\chi(\omega)$

$$D_\varphi(\omega) = \langle [\varphi(\vec{u}) - \varphi(\vec{u} - \vec{w})]^2 \rangle$$

$$D_\chi(\omega) = \langle [\chi(\vec{u}) - \chi(\vec{u} - \vec{w})]^2 \rangle$$

ce qui peut encore s'écrire :

$$D_\varphi(\omega) = 2[C_\varphi(0) - C_\varphi(\omega)]$$

$$D_\chi(\omega) = 2[C_\chi(0) - C_\chi(\omega)]$$

En posant $\mathcal{D}(w) = \mathcal{D}_\varphi(w) + \mathcal{D}_x(w)$

on arrive à : $C_\varphi(w) = \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(w)\right]$

où $\mathcal{D}(w)$ est la fonction de structure de l'onde.

Le rendement moyen dans l'axe en présence de turbulence est donc donné par :

$$\langle |g(\vec{0})|^2 \rangle = \int \Lambda(\vec{w}) \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(w)\right] d\vec{w} \quad (41)$$

La fonction de structure de l'onde s'écrit, () :

$$\mathcal{D}(w) = 6.88 \left(\frac{\lambda w}{r_0}\right)^{5/3} \quad (42)$$

où \vec{w} est un vecteur du plan pupillaire en rad^{-1} et r_0 est une dimension caractéristique de l'état de la turbulence, appelé "diamètre de FRIED" (19) ; c'est la longueur de corrélation au sol des déphasages de l'onde perturbée par l'atmosphère.

Pour une turbulence donnée, le r_0 qui lui est associé est celui du télescope qui donnerait, en l'absence d'atmosphère, la même résolution qu'un télescope de diamètre infini regardant à travers l'atmosphère turbulente. Le terme résolution est pris dans un sens analogue à celui du critère de STREHL ou dans le sens de la bande passante, utilisée par les électroniciens. On l'exprime en unités courantes.

En posant $Z = \frac{\lambda D}{r_0}$ et $X = \frac{w}{D}$ (w et D sont en rad^{-1})

on écrira plutôt $C_\varphi(w)$ sous la forme

$$\hat{C}_\varphi(x) = \exp\left[-3.44 \cdot (ZX)^{5/3}\right]$$

Pour des pupilles de forme circulaire et dépourvues d'aberrations on a :

$$\Lambda(\vec{w}) = \Lambda(w) = \frac{2R^2}{\pi^2 R^4} \left[\text{Arc cos}\left(\frac{w}{2R}\right) - \left(\frac{w}{2R}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{w}{2R}\right)^2} \right]$$

ou encore

$$\hat{\Lambda}(x) = \Lambda(w) = \frac{2}{\pi^2 R^2} \left[\text{Arc cos } X - X \cdot \sqrt{1 - X^2} \right]$$

d'où

$$\langle |g(\vec{0})|^2 \rangle = D^2 \int_0^{2\pi} \int_0^1 \hat{\Lambda}(x) \cdot \hat{C}_\varphi(x) \cdot X \cdot dx \cdot d\theta$$

et finalement

$$\langle |g(\vec{0})|^2 \rangle = \frac{16}{\pi} \int_0^1 (\text{Arccos } X - X \cdot \sqrt{1-X^2}) \cdot \exp(-3.44 (Zx)^{5/3}) X \cdot dX \quad (43)$$

La figure (10) donne la variation de $\langle |g(\vec{0})|^2 \rangle$ en fonction de Z ainsi que les diamètres de Fried en visible ($0.55 \mu\text{m}$) et en infra-rouge ($11 \mu\text{m}$) pour différentes valeurs de Z associées à un télescope de 1m de diamètre. En effet, on doit remarquer que r_0 est chromatique, son expression donnée dans [21] le montre, (z est la distance zénithale de la direction de visée)

$$r_0(\lambda) = \left[0.423 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot \sec z \cdot \int C_N^2(h) dh \right]^{-\frac{3}{5}}$$

$C_N(h)$ est la constante de structure des fluctuations d'indice à l'altitude h

On peut évaluer le rapport $r_0(\lambda_1) / r_0(\lambda_2)$ entre les diamètres de FRIED à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 .

Sachant que $C_N = (N-1) \cdot C_T / T$, [21], où C_T est la constante de structure des fluctuations de température de l'atmosphère, on a :

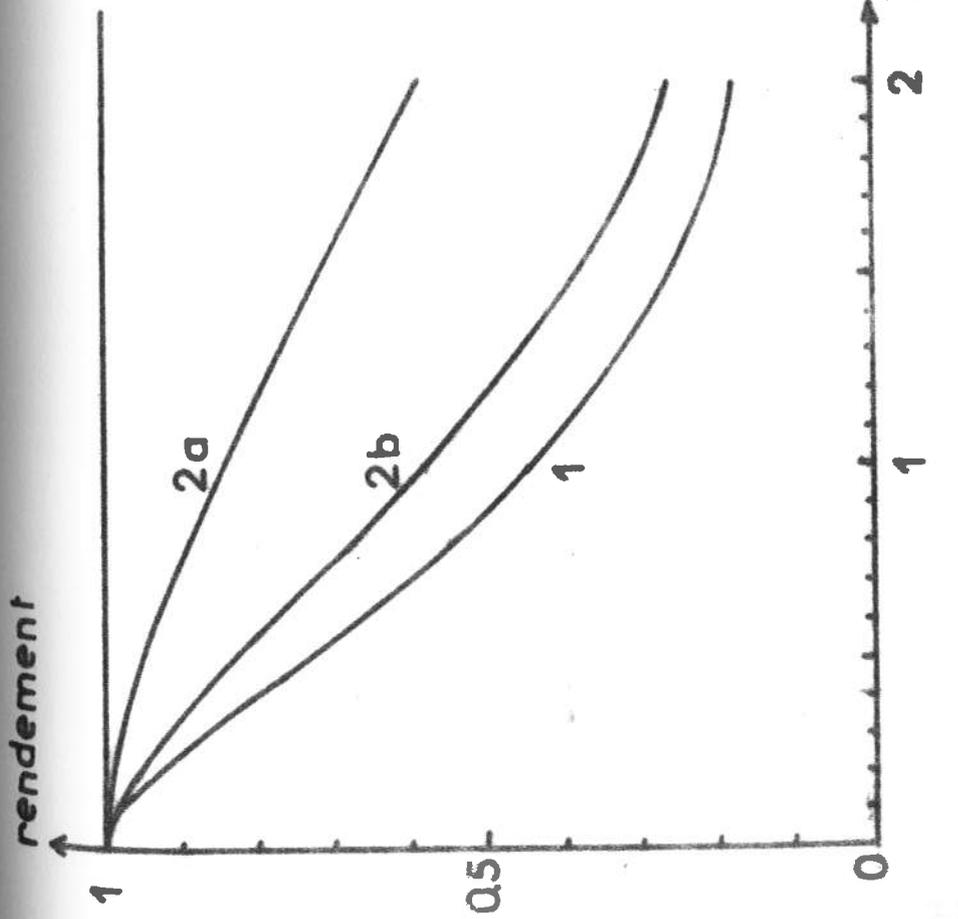
$$\left[\frac{r_0(\lambda_1)}{r_0(\lambda_2)} \right]^{-5/3} = \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \cdot \left[\frac{N(\lambda_1) - 1}{N(\lambda_2) - 1} \right]^2$$

En extrapolant les données de [22] avec la relation empirique

$$N(\lambda) - 1 \approx 287.3 + \frac{1.3}{\lambda}$$

on trouve, pour $\lambda_1 = 11 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 0.55 \mu\text{m}$

$$r_0(11 \mu\text{m}) \approx 37.25 \cdot r_0(0.55 \mu\text{m}) \quad (44)$$



paramètre C_0 en visible ($0.55\mu\text{m}$)
 et en infrarouge ($11\mu\text{m}$) et valeurs
 de Z associées, pour le cas $\lambda D = 1\text{m}$

Z_1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
C_0 vis cm	13.4	8.9	6.7	5.4	4.5	3.8
C_0 IR m	5	3.3	2.5	2	1.7	1.4
Z_1	0.9	1	1.2	1.5	1.8	2
C_0 vis cm	3	2.7	2.2	1.8	1.5	1.3
C_0 IR m	1.1	1	0.8	0.7	0.6	0.5

figure 10 rendements en présence de turbulence
 1 sans correction
 2 avec correction a) turbulence proche
 b) turbulence éloignée

IV. CORRECTION DES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

Il n'est pas question ici d'évoquer un procédé permettant de corriger les déformations de la surface d'onde de période spatiale inférieure au diamètre du télescope. En revanche, celles de périodes plus grandes (prépondérantes comme l'indique le spectre de KOLMOGOROV) n'altèrent que très peu la forme de la tache focale, mais sont responsables de son déplacement erratique. En effet, la portion de surface d'onde découpée par le télescope semble rester plane mais affectée d'un basculement global. On peut minimiser ce défaut par une correction de pointage qui compense sans cesse le basculement, de manière à réaliser au mieux et en permanence la superposition des surfaces d'onde O.L. et source arrivant sur le détecteur.

La correction optimale est définie par FRIED (19), comme celle qui rend minimum l'écart quadratique moyen sur la pupille, entre la surface d'onde perturbée et son approximation par une portion de plan.

On peut remarquer que cette moyenne ne tient pas compte des défauts d'homogénéité d'éclairement sur la pupille.

La condition qui définit le dépointage correcteur \vec{a}_0 est ici :

$$\frac{\partial}{\partial \vec{a}} \left[\int \Pi(\vec{u}) \cdot [\varphi(\vec{u}) - 2\pi \vec{a}_0 \cdot \vec{u}]^2 d\vec{u} \right] = \vec{0}$$

ce qui conduit à

$$\int \Pi(\vec{u}) \cdot 2\pi \vec{u} \cdot [\varphi(\vec{u}) - 2\pi \vec{u} \cdot \vec{a}_0] d\vec{u} = \vec{0}$$

Pour le cas de la détection hétérodyne si l'on exploite la condition

$$\frac{\partial}{\partial \vec{a}} g(\vec{a}) = \vec{0}$$

on aboutit à une expression de forme analogue, au facteur $e^{X(\vec{u})}$ près

$$\int \Pi(\vec{u}) e^{X(\vec{u})} 2\pi \vec{u} \cdot [\varphi(\vec{u}) - 2\pi \vec{u} \cdot \vec{a}_0] d\vec{u} = \vec{0}$$

obtenue en développant $\exp[\varphi(\vec{u}) - 2\pi \vec{u} \cdot \vec{a}_0]$ au deuxième ordre, ce qui est possible si $\varphi(\vec{u}) - 2\pi \vec{u} \cdot \vec{a}_0$ est assez petit.

L'écart quadratique moyen des déphasages entre deux points de la pupille est tel que

$$\langle [\varphi(\vec{u}) - \varphi(\vec{u} + \vec{v})]^2 \rangle = \mathcal{D}_\varphi(\vec{v}) < 6.88 \left(\frac{\lambda w}{D} \right)^{5/3}$$

Par suite, on peut dire que l'écart de phase maximum, avec un télescope de 1 m de diamètre, est en moyenne inférieur à

$$\left[6.88 \left(\frac{1}{\lambda_0} \right)^{5/3} \right]^{1/2}$$

Compte tenu du rôle compensateur de $2\pi \vec{u} \vec{a}$ qui diminue constamment l'argument de l'exponentielle [23] on peut considérer que la condition

$$\left[6.88 \left(\frac{1}{\lambda_0} \right)^{5/3} \right]^{1/2} < \pi$$

est suffisante pour pouvoir la développer.

Elle est réalisée pour $\lambda_0 \geq 0.7 \text{ m}$ (à 11 microns), ce qui correspond dans le visible à un r_0 de l'ordre de 2 cm , c'est-à-dire des conditions de turbulence sévères.

Par conséquent, dans les conditions moyennes d'observation, cette démarche est applicable.

Si l'on peut négliger l'effet de la scintillation, représentée par le facteur $\exp \chi(\vec{u})$ on retrouve la condition de FRIED définissant le dépointage correcteur \vec{a}_0 .

On montre plus bas comment on peut estimer que cette approximation est plausible.

- rendement moyen avec dépointage correcteur optimal

En notant

$$\Delta \varphi_0(\vec{u}) = \varphi(\vec{u}) - 2\pi \vec{u} \vec{a}_0$$

le rendement moyen sur l'ensemble des réalisations de la turbulence est donné par l'expression

$$\langle |q_0|^2 \rangle = \iint d\vec{u} d\vec{u}' \cdot \Pi(\vec{u}) \Pi(\vec{u}') \cdot \langle \exp[\chi(\vec{u}) + \chi(\vec{u}') + j(\Delta \varphi_0(\vec{u}) - \Delta \varphi_0(\vec{u}'))] \rangle$$

Elle conduit, en suivant FRIED [19], à l'expression :

$$= \iint \Pi(\vec{u}) \cdot \Pi(\vec{u} - \vec{w}) \exp \left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(w) + 2\pi^2 w^2 \langle a_0^2 \rangle \right] d\vec{u} d\vec{w} \quad (45)$$

dérivation qui utilise les propriétés Gaussiennes de $\chi(\vec{u})$, $\varphi(\vec{u})$ et de \vec{a}_0

Le calcul indiqué dans [19] peut se reproduire et conduit à :

$$4\pi^2 \langle a_0^2 \rangle = \frac{64}{D^4} \int_0^D w [F_C(w, D) - F_L(w, D)] \mathcal{D}_\varphi(w) \cdot dw$$

où $F_C(w)$ et $F_L(w)$ sont des polynômes orthonormés, utilisés pour "approximer" la distribution des déphasages sur la pupille, au moyen d'une série

$$\Phi(w) = \sum_{\mu=1}^{\infty} a_\mu F_\mu(w)$$

D'après TATARSKI [21], cité par FRIED [19], on peut écrire

$$\mathcal{D}_\varphi(w) = \tau_c \cdot \mathcal{D}(w)$$

τ_c étant un coefficient variant entre les valeurs $\frac{1}{2}$ et 1, qui correspondent respectivement au cas du champ éloigné et à celui du champ rapproché, notions rattachées, pour une longueur d'onde donnée, aux dimensions relatives de la pupille et à l'épaisseur de milieu turbulent traversée. On se contentera de savoir que le cas qui nous intéresse est nécessairement entre ces deux limites. On arrive finalement [19] à :

$$\frac{1}{2} w^2 \langle (2\pi a_0)^2 \rangle = \tau_c \cdot 6.88 \cdot \left(\frac{\lambda D}{\lambda_0}\right)^{5/3} \cdot \left(\frac{w}{D}\right)^2 \cdot (1.026)$$

ou encore

$$\frac{1}{2} w^2 \langle (2\pi a_0)^2 \rangle = \tau_c \cdot \mathcal{D}(w) \cdot \left(\frac{w}{D}\right)^{1/3}$$

Ainsi l'expression du rendement moyen avec asservissement optimal de pointage est :

$$\langle |q_0|^2 \rangle = \int \Lambda(w) \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2} \mathcal{D}(w) \cdot \left[1 - \tau_c \left(\frac{w}{D}\right)^{1/3}\right]\right\} dw$$

soit encore, en posant $\frac{w}{D} = X$ et $\frac{\lambda D}{\lambda_0} = Z$

$$\langle |q_0|^2 \rangle = \frac{16}{\pi} \int_0^1 (\text{Arcos } X - X \cdot \sqrt{1-X^2}) \cdot \exp\left\{-3.44 \cdot (ZX)^{5/3} \cdot \left[1 - \tau_c X^{1/3}\right]\right\} X \cdot dX$$

où τ_c a pour valeurs extrêmes 1/2 et 1.

La figure (10) donne la variation de $\langle |g_0|^2 \rangle$ en fonction de Z, ainsi que des diamètres de FRIED en visible et en infra-rouge.

inhomogénéités d'éclairement au sol

La variance de l'éclairement relatif au sol s'exprime par

$$\langle [\psi(\vec{u}) \cdot \psi^*(\vec{u}) - 1]^2 \rangle = \langle [e^{2\chi(\vec{u})} - 1]^2 \rangle$$

En première approximation, pour $\chi(\vec{u})$ assez petit, on pourra écrire

$$\langle [\psi(\vec{u}) \cdot \psi^*(\vec{u}) - 1]^2 \rangle \simeq 4 \langle \chi^2(\vec{u}) \rangle$$

Le spectre de puissance de $\chi(\vec{u})$ noté $\Phi_\chi(f)$ est donné par

$$\Phi_\chi(\vec{f}) = 9.7 \cdot 10^{-3} \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \kappa_c z \cdot f^{-11/3} \int C_N^2(h) \cdot \sin^2(\pi \lambda h f^2) dh$$

où $C_N(h)$ est la constante de structure des fluctuations d'indice à l'altitude h, et où z est la distance zénithale de la direction de visée. La variable f représente des fréquences spatiales.

Avec le changement de variable $z = \pi \lambda h f^2$ on a :

$$4 \langle \chi^2(\vec{u}) \rangle = 4 \int \Phi_\chi(f) df = \frac{12.5}{\lambda^{7/6}} \kappa_c z \int C_N^2(h) \cdot h^{5/6} z^{-11/6} \cdot \sin^2(z) \cdot dz dh$$

ce qui, après calculs se réduit à

$$4 \langle \chi^2(\vec{u}) \rangle = \frac{18.74}{\lambda^{7/6}} \kappa_c z \int C_N^2(h) \cdot h^{5/6} \cdot dh$$

En prenant le modèle $C_N^2(h) = C_0^2 e^{-\frac{h}{H}}$ on arrive à

$$4 \langle \chi^2(\vec{u}) \rangle = \frac{18.74}{\lambda^{7/6}} \kappa_c z \cdot H^{5/6} \cdot \Gamma(11/6) \int C_N^2(h) dh$$

L'échelle de hauteur H, du modèle choisi est estimée à partir des travaux de HUFNAGEL & STANLEY [24] et des déterminations expérimentales de OCHS & AL [25], à une valeur de l'ordre de 3.6 Km

L'intégrale de $C_N^2(h)$ a une valeur de l'ordre de $5 \cdot 10^{-12}$
pour un diamètre de FRIED de 3 cm dans le visible [26]

On a en définitive

$$4 \langle \chi^2(\bar{a}) \rangle \approx \frac{0.8}{\lambda_{\mu m}^{7/6}}$$

A 11 microns les fluctuations d'éclairement en un point au sol sont donc
de l'ordre de

$$\sqrt{\frac{0.8}{11^{7/6}}} \approx 0.22$$

Ainsi, l'approximation faite, d'un effet négligeable de la scintillation,
sur la correction de pointage à obtenir, ne semble pas violente et permet
de se baser sur les estimations obtenues plus haut, pour le rendement
moyen avec asservissement de pointage.

B. PARTIE EXPERIMENTALE

INTRODUCTION

L'étude théorique fournit une expression du rapport signal sur bruit (RSB) en supposant certaines conditions d'expérience, et permet de chiffrer l'effet des écarts par rapport à ces conditions.

La partie expérimentale s'intéresse aux moyens mis en oeuvre pour contrôler ces conditions et éventuellement les corriger, afin de rendre le montage aussi proche que possible de la situation optimale de fonctionnement.

Les expériences considérées peuvent se répartir en trois domaines

- 1 Réglage de la chaîne de détection
- 2 Optimisation du montage optique
- 3 Correction pratique des effets de la turbulence atmosphérique.

Il ne s'agit pas toutefois de donner ici une énumération chronologique des essais entrepris. En effet, l'interdépendance des paramètres impliqués et l'ambiguïté de certains tests, provoquent bon nombre de tâtonnements et de retours en arrière. On veut seulement décrire quelques expériences qui ont amené une amélioration sensible des performances du montage. Il ne faut donc voir là qu'un reflet partiel du travail de laboratoire qui sous-tend l'optimisation de notre dispositif expérimental.

Les premiers résultats d'observation sont présentés, et on les compare aux valeurs que prévoit la théorie. On décrit également le principe de l'acquisition et du traitement des données d'observation.

En annexe sont reportés trois paragraphes qui concernent respectivement :

- La mesure des dimensions du détecteur
- La mesure du rendement quantique du détecteur
- La mesure de la transmission du montage optique, sur la voie source.

I. REGLAGE DE LA CHAÎNE DE DETECTION

1. Recherche du point de fonctionnement optimum

La connaissance des caractéristiques courant tension de la photodiode permet de déterminer un domaine d'utilisation, dans lequel la variation de puissance incidente apportée par les battements entre les ondes O.L. et Source se traduit par une variation de courant suffisamment importante, (partie linéaire de la caractéristique).

Toutefois, à l'intérieur de ce domaine, il faut rechercher le point de fonctionnement qui donne le meilleur rapport signal sur bruit (RSB) en détection hétérodyne.

La position de ce point dépend de la tension appliquée aux bornes de la photodiode, (tension de polarisation V_0) et de la puissance de l'O.L. qui se manifeste par un courant de polarisation i_0 continu. Il faut donc explorer le plan (i_0, V_0). Pour une valeur donnée de la tension de polarisation le RSB augmente avec la puissance de l'O.L., ce qui est en accord avec le fait que le bruit d'origine photonique devient alors prépondérant devant les autres causes de bruit. (12)

On peut donc espérer gagner en RSB en augmentant la puissance de l'O.L. mais le choix prioritaire de la sauvegarde du détecteur introduit une limite pour le courant i_0 . La valeur de 5mA a été arbitrairement retenue. Ce choix, à priori austère, ne semble pas amener une limitation trop sévère si l'on remarque que les courbes donnant la variation du RSB en fonction de i_0 (figure 11) pour différentes valeurs de V_0 , montrent une stabilisation à mesure que i_0 croît.

Le dispositif d'étude est représenté sur la figure (12).

Mode opératoire :

La puissance de l'O.L. est choisie, et pour chaque valeur V_0 on enregistre sur l'écran à mémoire de l'analyseur, le spectre du signal de sortie de la diode, qui montre un pic, à la fréquence avec laquelle on module le signal de la source. La puissance de bruit est évaluée par le niveau moyen du spectre, au-delà du pic de modulation, là où le spectre est blanc.

Celui ci est enregistré avec une résolution faible (200 Hz) de manière à obtenir une puissance moyenne sur une bande de fréquence assez large.

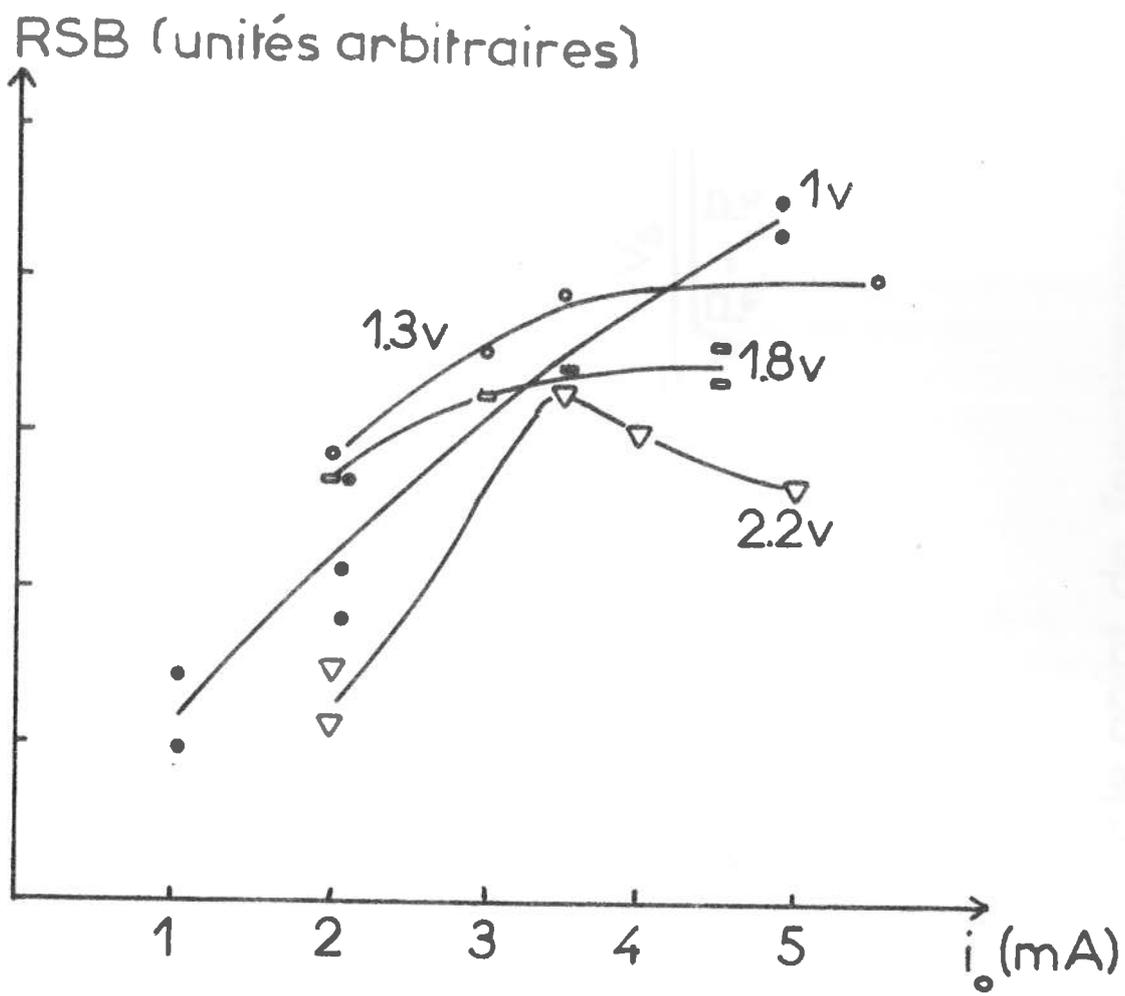
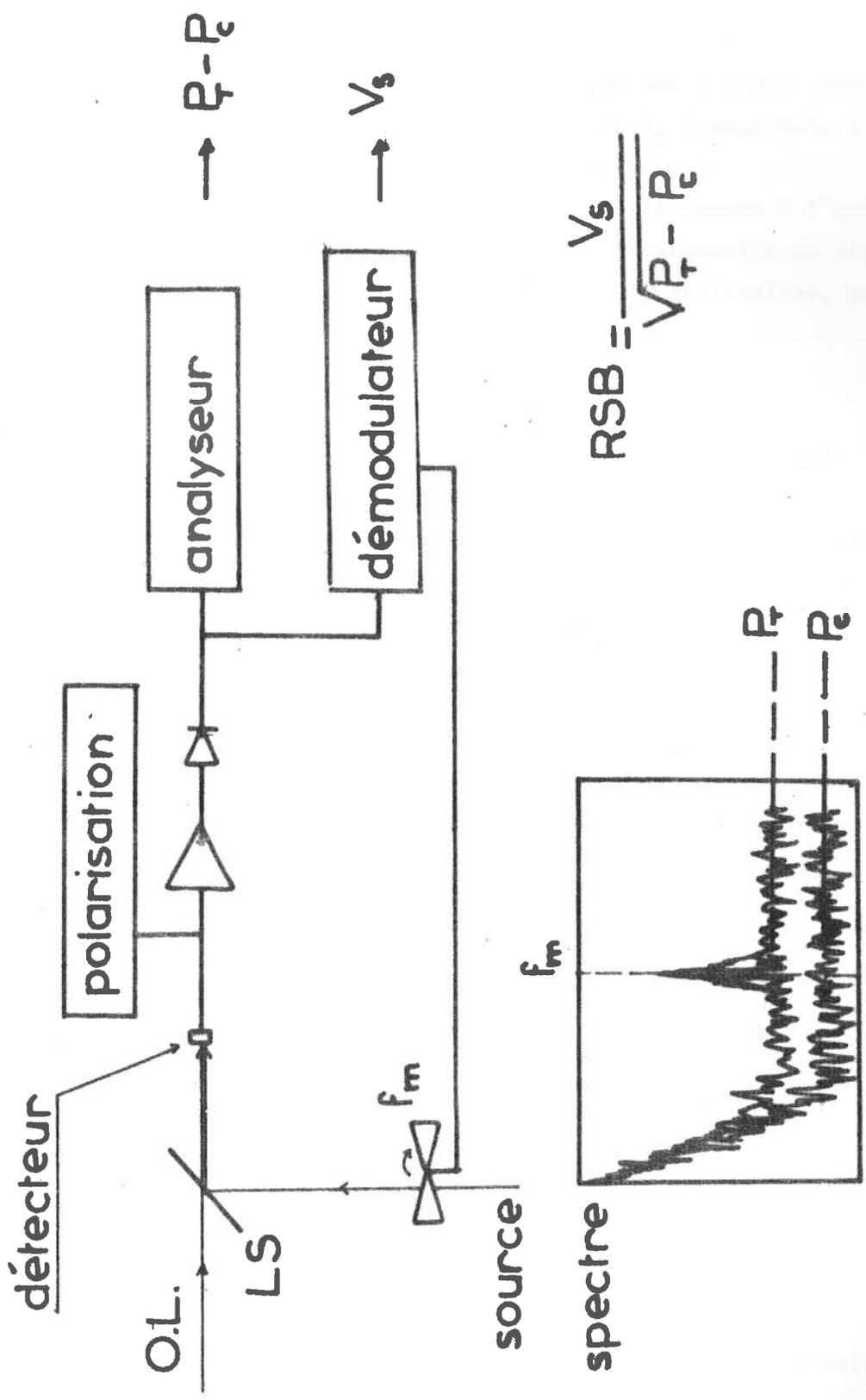


figure 11 variation du RSB en fonction de i_0 pour quelques valeurs de v_0



$$RSB = \frac{V_s}{\sqrt{P - P_e}}$$

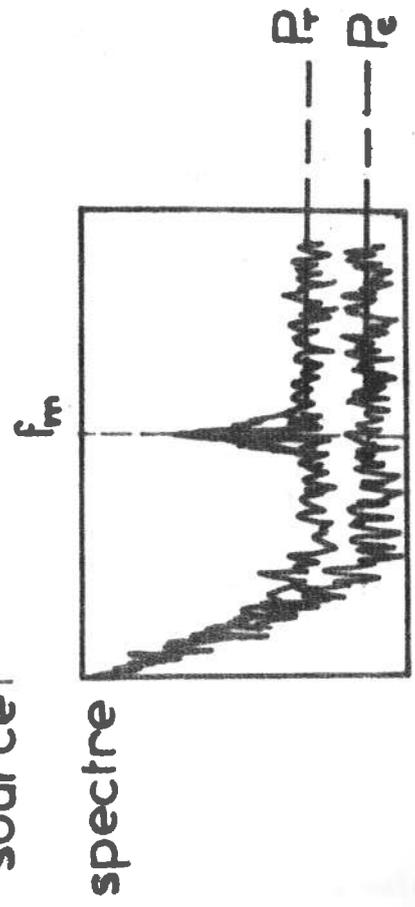


Figure 12 dispositif d'étude, pour le point de fonctionnement

On évalue la puissance de bruit photonique due à l'O.L. seul par la différence entre la puissance totale de bruit P_T (avec O.L.) et la puissance de bruit propre P_C de la chaîne (sans O.L.)

Le signal de sortie de la diode est envoyé également à l'entrée du démodulateur, qui fournit une tension V_s proportionnelle au signal hétérodyne. La valeur du RSB est donnée alors, en unités arbitraires, par :

$$RSB = \frac{V_s}{\sqrt{P_T - P_C}}$$

2. Choix de la fréquence de modulation du signal incident

Considérant en (A_P23.24) les effets des fluctuations de puissance de l'O.L. , on a obtenu, pour la tension de bruit, une expression faisant intervenir le terme $\Phi_\epsilon(f_m) \cdot B/\gamma$ où $\Phi_\epsilon(f)$ est la densité spectrale des fluctuations relatives, f_m est la fréquence de modulation du signal source, B est la bande passante équivalente de l'amplificateur et γ un facteur de forme défini en (A, II, 3). On a trouvé (fig 3) pour γ une valeur approximative de $0.7 \cdot 10^9$ Hz

Compte tenu de la décroissance de $\Phi_\epsilon(f)$ avec f, il est possible de choisir f_m telle que

$$\Phi_\epsilon \cdot B/\gamma < 1 \quad (46)$$

ce qui permet de diminuer fortement l'influence des instabilités de l'O.L. et pratiquement d'éliminer la dégradation du RSB qui en résulte. Puisque B/γ est inférieur à 1 GHz, la condition (46) sera largement satisfaite si l'on obtient

$$\Phi_\epsilon(f_m) < 10^{-9} \text{ Hz}^{-1}$$

Evaluation de $\Phi_\epsilon(f)$

On note $P_o(t)$ la puissance instantanée de l'O.L. , P_o sa valeur moyenne et $\delta P_o(t)$ les fluctuations

on a ainsi : $\epsilon(t) = \frac{\delta P_o(t)}{P_o}$ et $\Phi_\epsilon(f) = \frac{\Phi_{\delta P_o}(f)}{P_o^2}$

On détermine $\Phi_{\delta P_o}$ puis P_o^2 par analyse spectrale.

Spectre de $S P_o(t)$

Le détecteur est éclairé par l'O.L., le signal qu'il délivre est envoyé sur un oscillographe qui élimine la composante continue et donne une tension $K \cdot S P(t)$ où K est une constante de proportionnalité. On enregistre le spectre de ce signal sur l'analyseur, dont la résolution spectrale est $\Delta f = 10 \text{ Hz}$.

On note $V_1(f)$ la mesure en dB de la densité spectrale, à la fréquence f par rapport à une référence donnée par l'appareil. On a donc :

$$V_1(f) = 10 \log \left[\frac{K^2 \cdot \Phi_{SP_o}(f) \cdot \Delta f}{\text{REF.}} \right]$$

Il est nécessaire de calibrer $V_1(f)$ par rapport à la puissance P_o .

Pour ce faire, en utilisant le même dispositif, on enregistre le spectre du signal modulé en créneaux à la fréquence f_o . La modulation étant représentée par $C(t)$ la densité spectrale obtenue est celle de $(K P(t) \cdot C(t))$.

Si on a pris soin d'éliminer la composante continue du signal modulé, on a :

$$P(t) \cdot C(t) = P(t) \cdot \frac{2}{\pi} \left[\cos 2\pi f_o t + \dots \right]$$

Dans le spectre de ce signal, le pic à la fréquence f_o représente la puissance moyenne portée par le fondamental, c'est-à-dire $\frac{1}{2} \left(\frac{2}{\pi} P_o \right)^2$

En notant $V_2(f_o)$ la mesure en dB de la densité spectrale, on aura :

$$V_2(f_o) = 10 \log \left[\frac{K^2 \cdot 2 P_o^2}{\pi^2 \cdot (\text{REF})} \right]$$

Par suite, l'écart

$$V_1(f) - V_2(f_o) = 10 \log \left[\frac{\pi^2 \Delta f \cdot \Phi_{SP_o}(f)}{2 P_o^2} \right] = 10 \log \left[\frac{\pi^2 \Delta f}{2} \cdot \Phi_{\epsilon}(f) \right]$$

permet d'obtenir $\Phi_{\epsilon}(f)$

Pour satisfaire à la condition $\Phi_{\epsilon}(f_m) < 10^{-9} \text{ Hz}^{-1}$

il faudra choisir f_m tel que :

$$V_1(f_m) - V_2(f_o) < 10 \log \left[\frac{\pi^2 \cdot 10 \cdot 10^{-9}}{2} \right]$$

soit $V_1(f_m) - V_2(f_o) < -73 \text{ dB}$

D'après les spectres enregistrés (figure 13), on trouve pour f_m la condition

$$f_m \geq 600 \text{ Hz} \quad \text{à } 100 \text{ Hz près}$$

La fréquence utilisée sur le montage (740 Hz), permet donc, en principe, de s'affranchir des dégradations dues aux instabilités de puissance de l'O.L.

II OPTIMISATION DU MONTAGE OPTIQUE

1. Description du montage

Le schéma est donné sur la figure (14)

Voie Source

L'image de l'étoile se forme en F1, foyer Coudé du télescope, sur le miroir de champ, sphérique M1. Le miroir plan M2 est escamotable, il conjugue F1 et le trou source placé devant le corps noir de référence. On peut donc observer l'étoile ou la source de laboratoire, suivant que le miroir M2 est en place ou non. Le miroir sphérique M3 forme en F2, sur le miroir sphérique M4, l'image de la source. Le miroir M5 en donne à son tour une image en F3, qui est reprise par le condenseur C pour en former une image en F4 où est placé le détecteur.

En F1 l'ouverture du faisceau est à $f/30$, en F2 et F3 elle est à $f/10$, le condenseur l'amène à $f/4$ pour le faisceau qui converge sur le détecteur. Le miroir de champ M1 forme sur M3 l'image de la pupille du télescope elle est reprise par M4 pour en donner l'image en M5. La pupille C couvre largement la section du faisceau qui la traverse.

De M3 à M4 le faisceau source traverse une lame de Germanium traitée anti-reflet qui transmet le rayonnement à 11 microns et réfléchit le reste vers le dispositif d'asservissement de pointage (B, §III) à travers une lame de Silicium qui réfléchit vers l'oculaire de pointage la partie visible du rayonnement.

Le miroir M3 a pour fonction de corriger le pointage, il est commandé par le dispositif d'asservissement. Le miroir M5, monté sur bilame piézo-électrique, permet de moduler le signal source en dirigeant sur le détecteur alternativement la source et le fond de ciel, il est commandé par le démodulateur. La lame de superposition réfléchit 95 % du rayonnement de la source.

Voie O.L.

Le faisceau quasi parallèle de l'O.L. est focalisé par le miroir sphérique M_F sur lequel est placé un masque reproduisant l'occultation centrale du télescope, dans le but de rendre identique à celui de la source, le faisceau O.L. qui traverse la lame de superposition, dont la transmission est 5 %.

C'est par l'orientation du miroir M_F et sa position sur l'axe principal que sont réalisées la superposition des faisceaux et la coïncidence des foyers O.L. et Source.

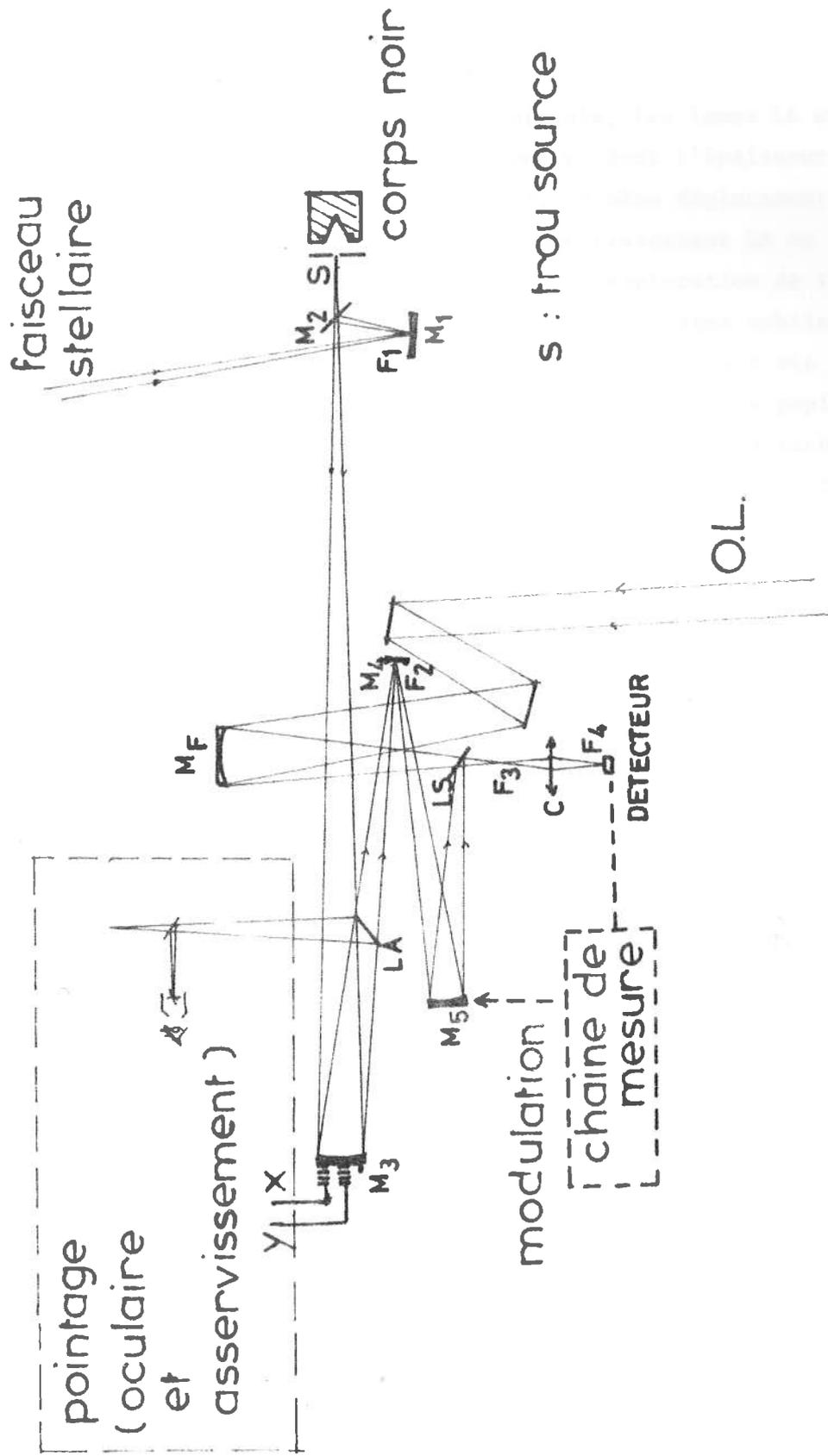


figure 14 schéma du montage optique

2. Réglage en infra-rouge de chaque voie

Il est d'abord réalisé en lumière visible, les lames LA et LS (en Ge) étant remplacées par des lames de verre, dont l'épaisseur a été calculée pour obtenir sur le faisceau visible, le même déplacement latéral que celui subit par le faisceau infra-rouge traversant LA ou LS.

Le réglage en infra-rouge est basé sur l'exploration de la zone éclairée (qu'on appellera la tache) au moyen d'un diaphragme mobile (trou baladeur) dont la position (X,Y) est repérée par une monture à vis micrométrique. Le principe est d'éclairer par une source étendue la pupille à étudier, le signal est modulé en créneaux, et les bords de la tache sont repérés par la position du trou, quand le signal a la valeur moitié du maximum. La conception du montage prévoyant la conjugaison des pupilles, on peut les explorer toutes avec la même résolution, en gardant le trou dans le plan de la pupille C du condenseur.

Ainsi, on est conduit à examiner les pupilles en remontant à partir du détecteur, le sens de propagation. L'alignement s'obtient en rendant concentriques les taches successivement obtenues, le centre commun étant celui de C.

Le choix d'une source étendue élimine les inhomogénéités d'éclairement dues aux aberrations et l'on peut conclure au désalignement ou au vignettage si la tache n'est pas de forme circulaire.

Pour finir, on peut contrôler la répartition d'éclairement dans la tache par un balayage de toute la zone éclairée.

Chaque voie est alors réglée géométriquement pour son propre compte.

On doit réaliser ensuite leur superposition en aval de la lame LS.

3. Superposition des faisceaux O.L. et Source

QUADRIMODULATROU !

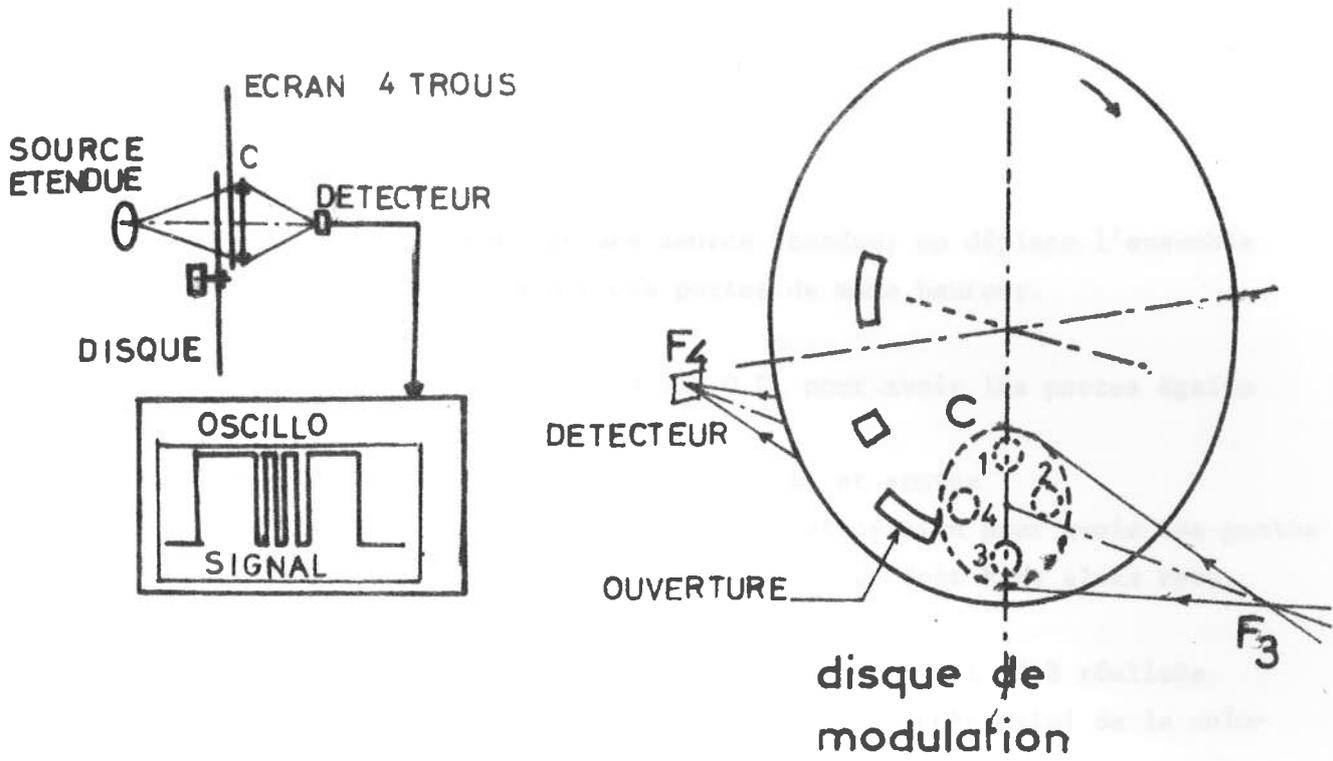
Il est nécessaire d'avoir un contrôle très sensible de la coïncidence des deux faisceaux, c'est-à-dire : focalisation et superposition virtuelle des pupilles source et O.L. De plus, ce contrôle doit être rapide pour connaître immédiatement l'influence des corrections effectuées.

Le système, cavalièrement baptisé "quadrимodulatrou", répond à ces besoins et ce, avec une très bonne précision. Il est représenté sur la figure (15). Ce système est constitué d'un écran percé de 4 trous identiques, disposés symétriquement devant la pupille C du condenseur selon deux axes perpendiculaires. La position des 4 trous est contrôlée par une monture à vis micrométrique. Un disque en rotation à vitesse uniforme et muni de 4 ouvertures convenablement disposées et dimensionnées, permet de découvrir un par un, dans un ordre donné, les 4 trous. Le signal délivré par le détecteur consiste donc en 4 portes dont, pour chacune, la hauteur est proportionnelle à l'éclairement reçu par le trou correspondant, et dont la largeur est proportionnelle au temps pendant lequel le trou est découvert. Cette dernière peut être différente pour chaque trou, ce qui permet de les reconnaître. En pratique et pour commodité, on se contente de distinguer ainsi les deux axes perpendiculaires portant les trous.

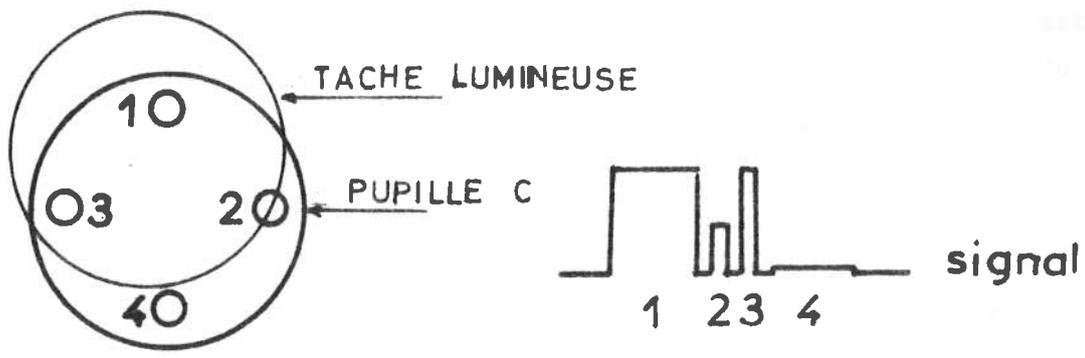
Les dérèglages que l'on peut déceler sur chaque voie avec ce système sont par exemple :

- 1) La pupille C n'est pas couverte par le faisceau (tache trop petite ou mal centrée)
- 2) Mauvaise superposition des pupilles O.L. et source
- 3) Coïncidence imparfaite des foyers, ou des focales d'astigmatisme.

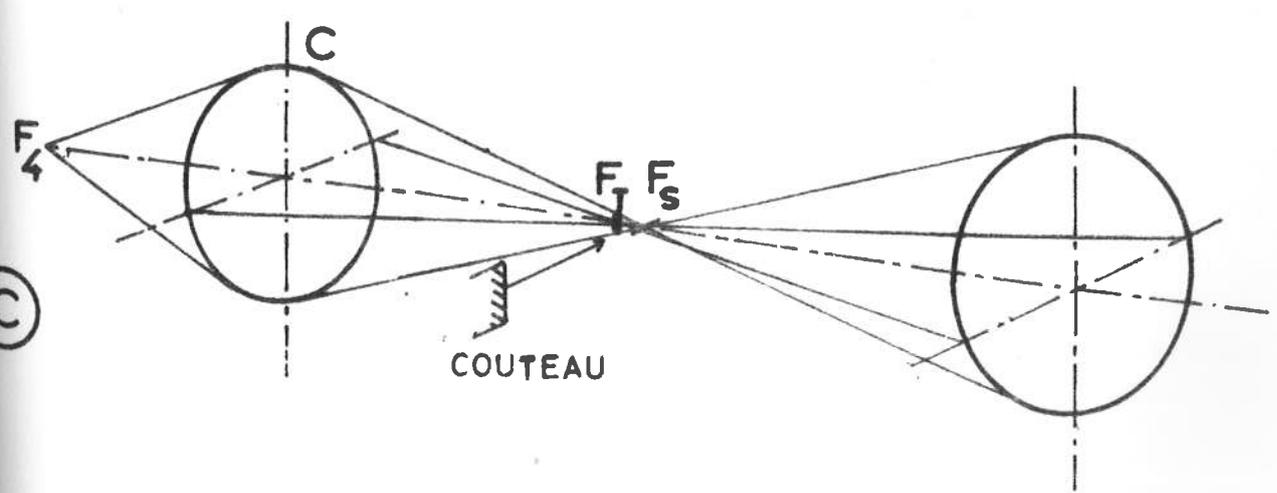
Post-Scriptum : Un dispositif permettant de visualiser la distribution d'éclairement sur la pupille C, ainsi que les défauts de superposition des surfaces d'onde O.L. et source dues aux défauts de l'optique a été réalisé depuis. La description en est donnée dans un article soumis à Infrared Physics.



(A)



(B)



(C)

figure 15

- (A) centrage des trous
- (B) controle de l'éclairnement sur C
- (C) controle de la focalisation

Mode opératoire :

1) Positionnement des trous

La pupille C est éclairée par une source étendue; on déplace l'ensemble des quatre trous jusqu'à avoir des portes de même hauteur.

2) Centrage de la tache O.L.

On agit sur l'orientation du faisceau O.L. pour avoir les portes égales deux à deux.

3) Superposition virtuelle des pupilles O.L. et source

On agit sur l'orientation de la lame de superposition pour avoir les portes égales deux à deux. Le contrôle sur la voie O.L. doit être alors revu.

4) Focalisation

La focalisation de la voie source sur le détecteur est déjà réalisée.

On a vu que ce réglage n'est pas critique, en revanche celui de la coïncidence des foyers O.L. et source est essentiel.

La coïncidence qu'on réalise en fait est celle des focales d'astigmatisme des deux voies, par une sorte de Foucaultage au voisinage du foyer, en amont de la pupille C (fig 15 c)

Le positionnement du couteau sur la focale tangentielle source est obtenu par l'extinction simultanée des quatre portes. La même opération réalisée sur la voie O.L. permet par réglage de l'éloignement du miroir de focalisation, de faire coïncider la focale tangentielle du faisceau O.L. avec celle du faisceau source à 100 μm près.

Le réglage optique se poursuit en réalisant le pointage de l'O.L. sur l'image de la source au signal maximum ; puis l'optimisation de la position du détecteur par le signal maximum également.

4. Aberrations.

La seule aberration non négligeable sur notre montage, est l'astigmatisme. Il provient de l'utilisation hors d'axe des miroirs M_3 et M_5 et de l'incidence importante des faisceaux sur les lames LA et LS.

En ce qui concerne les lames, l'astigmatisme qu'elles apportent est identique sur les deux voies, car elles ont la même épaisseur et sont traversées pratiquement sous la même incidence.

L'astigmatisme dû aux miroirs est compensé par un astigmatisme sur la voie O.L. que l'on provoque par l'inclinaison du faisceau O.L. sur son miroir de focalisation, cette inclinaison étant calculée pour avoir une distance intrafocale identique à celle que l'on calcule sur la voie source. Si P'_s et P'_t sont les distances au miroir des focales respectivement sagittale et tangentielle, i l'angle d'incidence et f la distance focale on peut déterminer la distance intrafocale $d = |p'_s - p'_t|$ par la relation

$$\frac{1}{P'_s} - \frac{1}{P'_t} = \frac{1}{f} \cdot \left(\frac{1}{\cos i} - \cos i \right) \quad [18].$$

Les angles d'incidence sont petits pour les deux miroirs ($i < 0.07$ rad) pour chacun, la distance intrafocale est donnée en première approximation par :

$$d = \frac{i^2}{f} (p')^2 \quad \text{avec } p' = \frac{1}{2}(P'_s + P'_t)$$

Ces distances s'ajoutent pour donner l'aberration globale d_g à partir de laquelle on calcule l'incidence à donner au faisceau O.L. (pour lequel on a $p' = f_0$ où f_0 est la distance focale du miroir) au moyen de la relation

$$i_0 = \sqrt{\frac{d_g}{f}} \quad (\text{rad})$$

5. Contrôle du rendement optique du montage

Pour un point source, dont l'image géométrique est en \vec{a} , on a vu (A, p.14,15) que le signal hétérodyne est proportionnel à $|\eta(\vec{a})|^2$ qu'on appellera ici, pour commodité, rendement optique (\vec{a} est en radians).

Le principe de ce contrôle est de caractériser le montage réel par la pupille collectrice d'un montage idéal fictif, donnant le même rendement. Celle-ci sera appelée pupille équivalente, son diamètre en rad^{-1} est noté D_{eq} . Evidemment, la valeur maximale de D_{eq} sera celle du diamètre D (rad^{-1}) de la pupille source sur le montage réel.

Le rapport $\eta = D_{\text{eq}}/D$ donne ainsi une mesure globale du rendement optique du montage, la valeur $\eta = 1$ correspondant au cas où le montage réel est parfaitement réglé. Il porte sous une forme intégrée l'information contenue dans $|\eta(\vec{a})|^2$ et qui concerne les positions et dimensions relatives des taches focales et du détecteur.

Ainsi, quand D_{eq} est inférieur à D , les causes de dégradation à soupçonner sont :

- 1) le détecteur est trop petit par rapport à la tache focale O.L.
- 2) l'adaptation des faisceaux n'est pas réalisée parfaitement (pupilles mal conjuguées, éclairage non uniforme des pupilles).
- 3) les aberrations étalent la tache focale.

On peut examiner tout de suite le cas du détecteur trop petit.

On a vu (figure 4) que ce cas provoque une perte de signal (taux de collection inférieur à 1). L'élimination de cette cause nécessite la connaissance des dimensions de l'aire sensible du détecteur, laquelle ne coïncide pas toujours avec son étendue physique. On décrit plus loin (annexe 1) la méthode employée pour mesurer ces dimensions. La correction, dans le cas où le détecteur est trop petit, consiste à augmenter la convergence de la partie du faisceau commune aux deux voies, afin de diminuer l'étendue de la tache focale.

Ainsi, sur notre montage, a été introduite la lentille de Germanium qui sert de condenseur. Si la lentille donne des aberrations, les voies seront affectées de façon identique et d'après § III 3, il n'en résulte pas de perte de cohérence entre les deux voies.

Une fois la correction effectuée, on peut supposer que le détecteur est suffisamment étendu. Le rendement est donné par :

$$|r(\vec{a})|^2 = \left| \int \tilde{p}_0(\vec{\alpha}) \cdot \tilde{p}^*(\vec{\alpha}, \vec{a}) d\vec{\alpha} \right|^2 = \left| \int \tilde{p}_0(\vec{u}) \cdot \tilde{p}^*(\vec{u}, \vec{a}) \cdot d\vec{u} \right|^2$$

d'où

$$|r(\vec{a})|^2 = \left| \int \tilde{p}_0(\vec{u}) \cdot \tilde{p}^*(\vec{u}) \cdot e^{-j2\pi\vec{u}\vec{a}} d\vec{u} \right|^2$$

On définit alors la pupille équivalente $\Pi_{eq}(\vec{u})$ par les 2 conditions :

$$1) \quad \Pi_{eq}(\vec{u}) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\vec{u}| < \frac{D_{eq}}{2} \\ 0 & \text{si } |\vec{u}| > \frac{D_{eq}}{2} \end{cases}$$

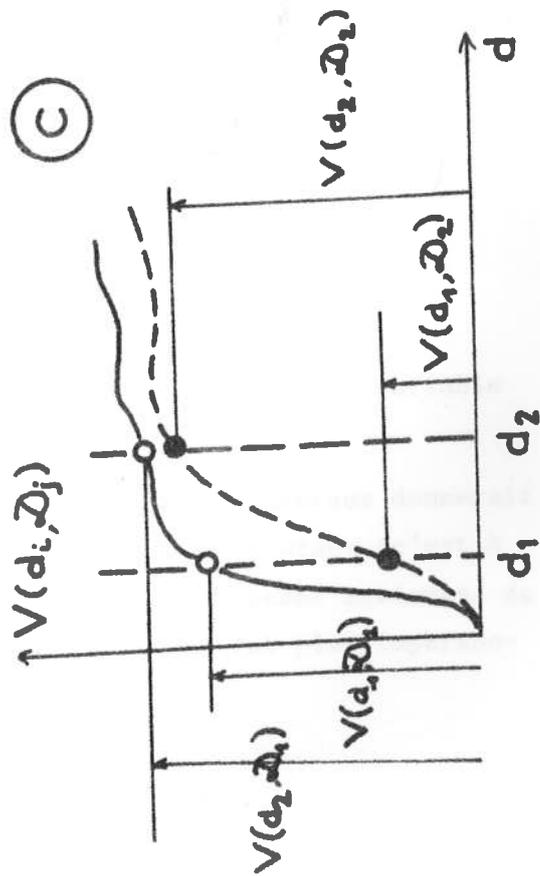
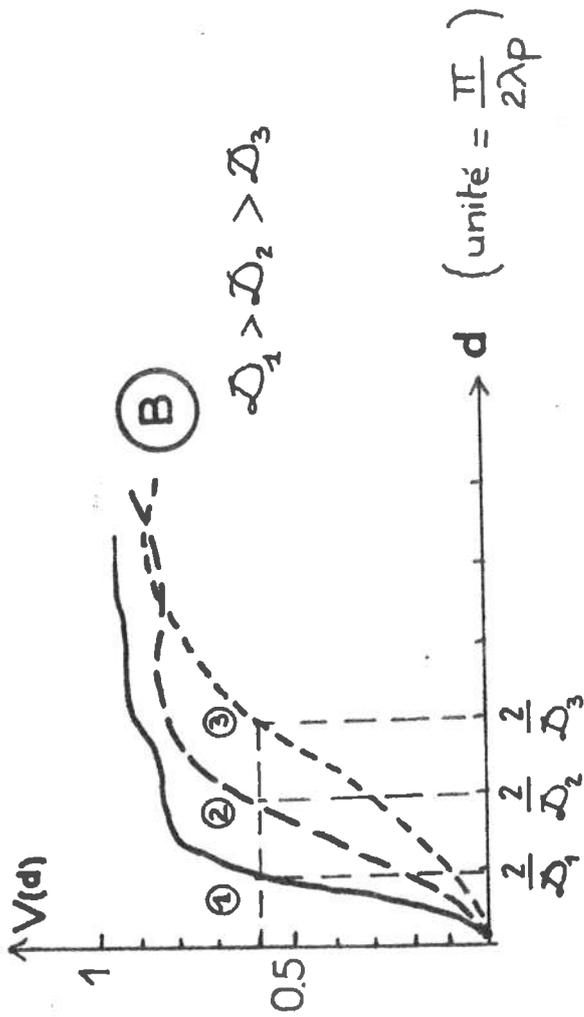
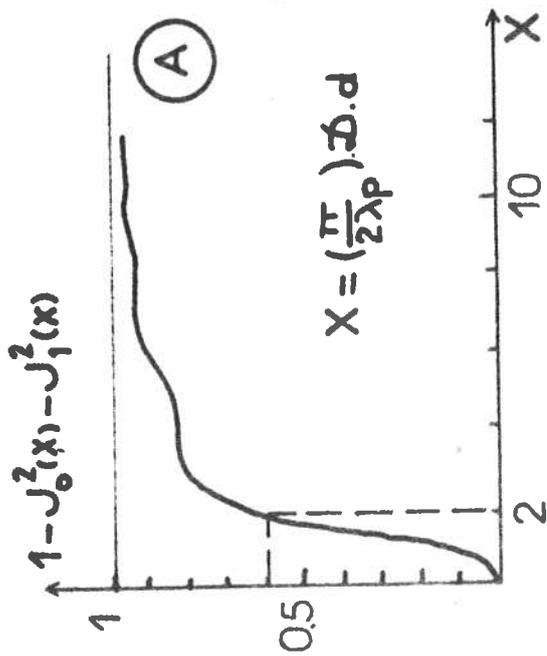
$$2) \quad \left| \int \Pi_{eq}(\vec{u}) \cdot e^{-j2\pi\vec{u}\vec{a}} d\vec{u} \right|^2 = \left| \tilde{\Pi}_{eq}(\vec{a}) \right|^2 = |r(\vec{a})|^2$$

Détermination du diamètre de la pupille équivalente

Le principe de la mesure de D_{eq} est de mesurer le signal hétérodyne pour des sources de différents diamètres et de comparer la courbe expérimentale obtenue en portant le signal en fonction du diamètre, aux courbes théoriques [13] correspondant à des diamètres de pupille différents (figure 16 b). Le meilleur ajustement est obtenu avec la courbe théorique correspondant à D_{eq} qui est ainsi déterminé. Ce travail, à priori laborieux, se ramène en fait à un étalonnage dont l'utilisation est rapide.

Pour une source étendue, c'est à dire un ensemble de points-sources incohérents, le signal hétérodyne est proportionnel à :

$$\int |r(\vec{a})|^2 d\vec{a}$$



- (A) Courbe théorique en coordonnées universelles
- (B) Evolution de la courbe $V(d)$ en fonction de D
- (C) Détermination du diamètre de la pupille équivalente

figure 16 contrôle du rendement optique

Le domaine d'intégration est l'étendue (en rad²) de l'image géométrique de la source. Dans le cas du montage idéal, le signal hétérodyne est proportionnel à :

$$\int |\tilde{\Pi}_{e_q}(\alpha)|^2 d\alpha = \int \left[\frac{2J_1(\pi a D_{e_q})}{\pi a D_{e_q}} \right]^2 d\alpha$$

Avec une source de diamètre d , en unités courantes, l'image géométrique a pour rayon angulaire $d/2p$, où p est la distance source-pupille. Le signal hétérodyne est donc proportionnel à

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{d}{2p}} \left[\frac{2J_1(\pi a D_{e_q})}{\pi a D_{e_q}} \right]^2 a da d\theta$$

ce qui s'écrit, avec le changement de variable : $z = \pi a D_{e_q}$

$$\frac{8\pi}{\pi^2 D_{e_q}^2} \int_0^{\frac{\pi d D_{e_q}}{2p}} \frac{[J_1(z)]^2}{z} dz$$

En faisant apparaître le diamètre \mathcal{D}_{e_q} en unités courantes de la pupille source ($\mathcal{D}_{e_q} = D_{e_q} / \lambda$), le signal hétérodyne normalisé sur sa valeur maximum (obtenue pour $d \rightarrow \infty$) est : (fig 16 A)

$$V(d, \mathcal{D}_{e_q}) = 1 - J_0^2\left(\frac{\pi d \mathcal{D}_{e_q}}{2\lambda p}\right) - J_1^2\left(\frac{\pi d \mathcal{D}_{e_q}}{2\lambda p}\right)$$

On peut construire une famille de courbes $V(d, \mathcal{D}_{e_q})$ dont la variable est d et le paramètre évolutif est \mathcal{D}_{e_q} (figure 16, B).

La courbe qui s'ajusterait le mieux aux points expérimentaux donnerait directement \mathcal{D}_{e_q} . En fait, le nombre de points expérimentaux (c'est à dire le nombre de diamètres de sources disponibles) étant seulement de trois, on préfère utiliser une méthode plus rapide (et plus impersonnelle) basée sur la remarque suivante :

Lorsque \mathcal{D}_{eq} varie, les courbes $V(d, \mathcal{D}_{eq})$ se déduisent l'une de l'autre par une affinité selon l'axe des abscisses et présentent ainsi, entre deux points d'abscisses d_1 et d_2 , des pentes moyennes qui sont reliées à \mathcal{D}_{eq} de façon biunivoque. Il en est de même pour les rapports :

$$\frac{V(d_i, \mathcal{D}_j)}{V(d_k, \mathcal{D}_j)} \quad (\text{fig 16c})$$

On peut établir à l'avance le tableau suivant :

\mathcal{D}_j	$\frac{V(d_1, \mathcal{D}_j)}{V(d_2, \mathcal{D}_j)}$	$\frac{V(d_1, \mathcal{D}_j)}{V(d_3, \mathcal{D}_j)}$	$\frac{V(d_2, \mathcal{D}_j)}{V(d_3, \mathcal{D}_j)}$
\mathcal{D}_1			
\vdots	\dots	\dots	\dots
\mathcal{D}_2			

Les \mathcal{D}_j étant les diamètres de pupilles équivalentes, échelonnés par exemple de $\mathcal{D}/2$ à \mathcal{D} , où \mathcal{D} est le diamètre de la pupille réelle (en unités courantes). Ainsi, les rapports $V(d_i, \mathcal{D}_j)/V(d_k, \mathcal{D}_j)$ donnent, par lecture du tableau, la valeur de \mathcal{D}_{eq} sans qu'il soit nécessaire d'établir une relation algébrique entre eux. C'est simplement un étalonnage.

6. Visualisation de la fonction d'appareil du récepteur hétérodyne

Il s'est révélé récemment que le test de la pupille équivalente, effectué avec une source puissante, est entachée d'une erreur due à la détection directe de la source, qui apporte une contribution non négligeable au signal hétérodyne, d'autant plus sensible que la source est étendue. Ainsi, les signaux étant normalisés sur le signal obtenu avec une source très étendue, on a une estimation fautive de \mathcal{D}_{eq} dans le sens pessimiste. Un contrôle supplémentaire peut être imaginé, où l'on visualise la fonction d'appareil du récepteur hétérodyne, et dont le principe est le suivant :

La tache focale O.L. est centrée sur le détecteur, ce que l'on obtient en cherchant la position qui donne le courant continu O.L. maximum.

La tache focale source balaye le détecteur de manière à ce que son centre coïncide avec celui de la tache focale O.L. au cours du balayage.

(Le miroir M_5 est commandé par une tension en dents de scie de fréquence très basse, et dont l'amplitude doit être convenablement réglée)

On peut visualiser la variation du signal hétérodyne, en fonction de la distance qui sépare les centres des deux taches, selon la direction du balayage, au moyen d'un oscillographe à mémoire. On envoie sur l'oscillographe la commande de M_5 en X et le signal hétérodyne en Y.

Grossièrement, ce que l'on observe est le produit de convolution de l'image géométrique de la source avec la fonction d'appareil.

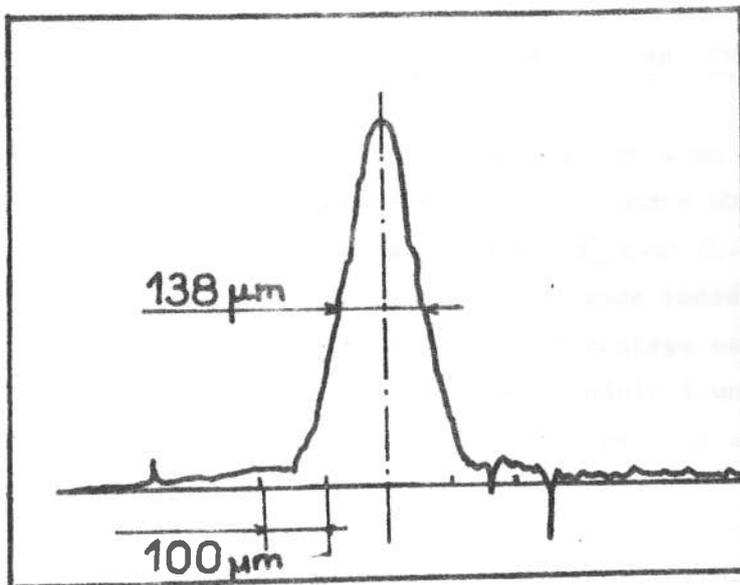
Du fait de la symétrie cylindrique des taches, et en approxinant la fonction d'appareil par une distribution cylindrique de largeur l_{eq} (largeur à mi-hauteur) on peut estimer que

$$0.8 l_g \lesssim l_{\text{eq}} < l_g$$

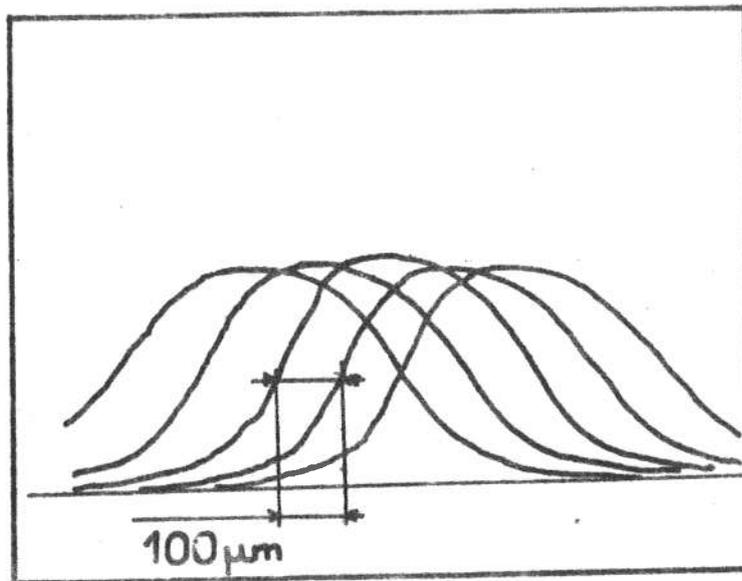
où l_g est le diamètre de l'image de la source, d'étendue comparable à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil.

Le profil obtenu sur la figure (17), montre une largeur à mi-hauteur de l'ordre de $138 \mu\text{m}$, et correspond à une source de diamètre 0.5 mm et un grandissement $1/3$.

Dans ces conditions, on devrait obtenir un profil de largeur à mi-hauteur de l'ordre de $134 \mu\text{m}$ si le montage est bien réglé. On peut donc estimer que le réglage est proche de l'optimum. Pour une conclusion plus précise, un calcul de transformée de Hankel serait nécessaire, mais il s'agit ici d'un test rapide destiné à déceler une désadaptation violente. Il ne présente pas une sensibilité suffisante pour faire évoluer le montage, mais peut servir de contrôle final supplémentaire.



Ⓐ



Ⓑ

figure 17 fonction d'appareil

- Ⓐ fonction d'appareil du récepteur hétérodyne
- Ⓑ étalonnage en abscisse, par déplacements successifs de 100 microns de l'ensemble détecteur-condenseur.

III. CORRECTION PRATIQUE DES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

Les courbes de rendement montrent que l'effet d'un asservissement de pointage n'est pas négligeable et peut atteindre un facteur 2. Ces courbes correspondent au dépointage optimal, $\vec{\alpha}_0$, c'est-à-dire celui qui compense le basculement global de la surface d'onde incidente. (A, IX)

En fait, le dépointage réalisé sur notre montage est basé sur la poursuite du barycentre de la tache focale et conduit à une expression différente de $\vec{\alpha}_0$, ce qui peut se traduire à priori par une amélioration moins nette du rendement optique.

Toutefois, si la scintillation a des effets négligeables, les deux corrections sont physiquement équivalentes et la marge d'incertitude sur le rendement obtenu avec $\vec{\alpha}_0$ est assez grande pour que le rendement réellement atteint y soit inclus.

Un aspect à considérer est le temps de réponse, qui doit être assez faible pour pouvoir suivre l'agitation de l'image stellaire. Cette question reçoit, pour l'instant, une réponse empirique, un temps de 20 ms semble être une valeur typique [27]

Les caractéristiques de notre montage nous limitent pour l'instant à 100 ms.

Il semble à priori préférable d'utiliser le système d'asservissement, toutefois une comparaison systématique des conditions d'observations "avec" et "sans" le système actuel, doit être effectuée.

Le système d'asservissement de pointage opère à $2.2 \mu\text{m}$ avec une cellule PbS de forme carrée (coté environ 1mm). On en rappelle le principe sur la figure (18A), il est décrit ainsi que l'appareillage dans [28] On établit ici que le dépointage qui en résulte est basé sur la poursuite du barycentre de l'éclairement dans le plan focal où se forme l'image à $2.2 \mu\text{m}$.

Soit $S(\vec{\alpha})$ la distribution de sensibilité du détecteur.

Si la source est bien pointée, l'image est à l'origine des coordonnées, sinon elle est centrée en $\vec{\alpha}_*$ (fig 18B)

Par un système de deux miroirs vibrant en quadrature selon deux directions perpendiculaires, on fait décrire à l'image un cercle de rayon $\vec{\rho}(t)$ dont le centre est en $\vec{\alpha}_*$. La position instantanée de l'image dans le plan focal est

$$\vec{\alpha}(t) = \vec{\alpha}_* + \vec{\rho}(t)$$

où $\vec{\rho}(t)$ a pour composantes $\rho_x = \rho \cos \omega t$ et $\rho_y = \rho \sin \omega t$

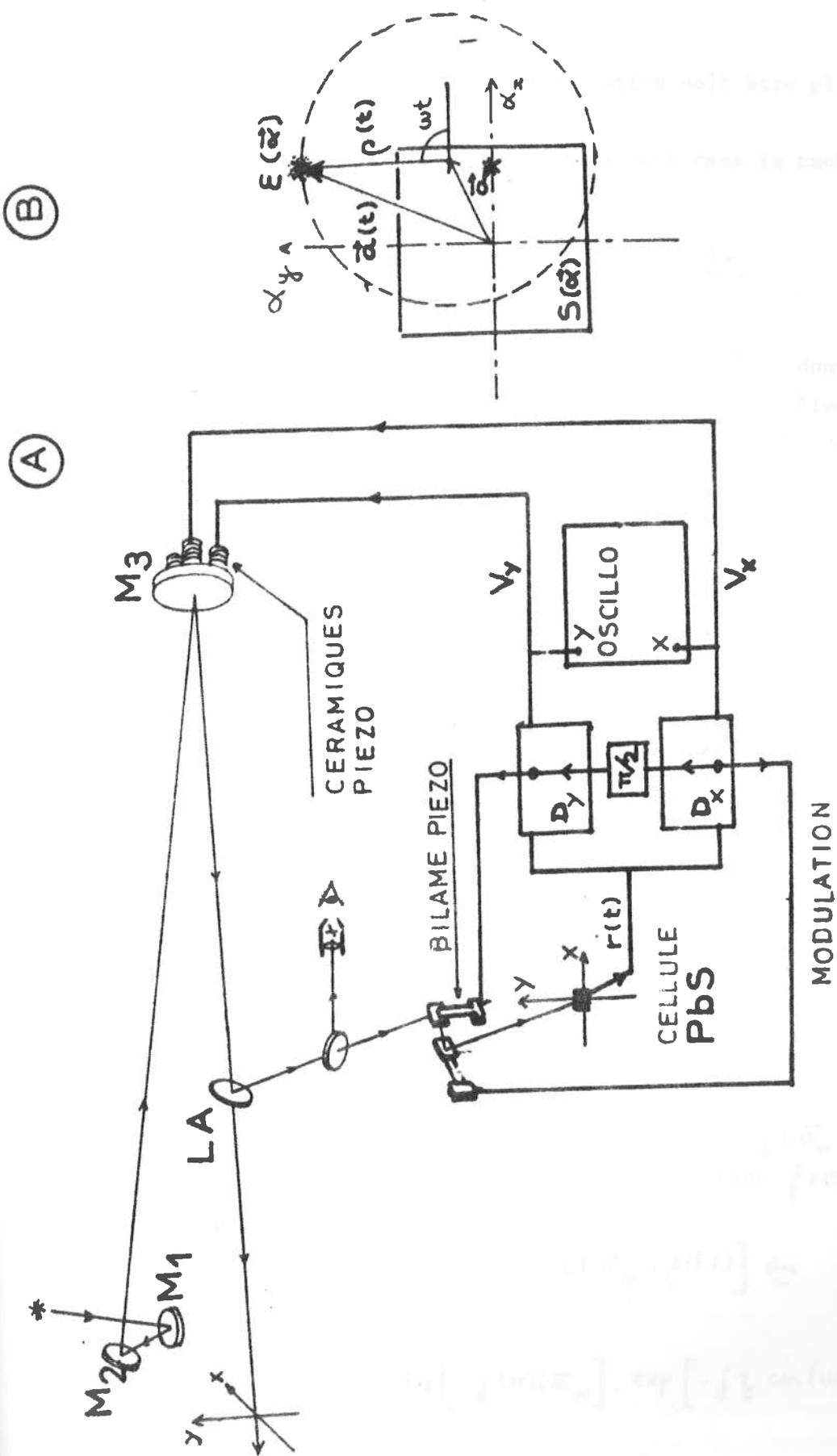


Figure. 18 correction des effets de la turbulence

- (A) dispositif d'asservissement de pointage
- (B) notations.

En fait \vec{a}_* dépend du temps et sa variation doit être plus lente que celle de $\vec{p}(t)$ ($\omega \sim 200$ Hz)

Si on note $\mathcal{E}(\vec{\alpha})$ la distribution d'éclairement dans la tache focale, la réponse instantanée du détecteur est

$$r(t) = \int S(\vec{\alpha}) \cdot \mathcal{E}(\vec{\alpha} - \vec{a}(t)) d\vec{\alpha}$$

Ce signal est traité par deux démodulateurs D_x et D_y , dont on utilise les voies "référence" pour exciter les bilames piézo électriques qui portent les miroirs vibrants. Les démodulateurs D_x et D_y délivrent respectivement les signaux :

$$V_x(\vec{a}_*) = \overline{r(t) \cdot \cos \omega t}$$

$$V_y(\vec{a}_*) = \overline{r(t) \cdot \sin \omega t}$$

où la barre supérieure signifie "moyenne sur le temps d'intégration du démodulateur". Ce temps doit être assez petit pour que le système puisse suivre l'agitation de l'étoile.

Les tensions de sortie du démodulateur commandent l'orientation du miroir M_3 par l'intermédiaire de céramiques piézo électriques, de manière à provoquer le dépointage ($-\vec{a}_*$) qui ramène en $\vec{0}$ le centre du cercle décrit par l'image de l'étoile.

L'effet de l'asservissement est donc de maintenir en permanence

$$V_x(\vec{a}_*) = 0 \quad \text{et} \quad V_y(\vec{a}_*) = 0$$

On étudie les relations qui donnent $V_x(\vec{a}_*)$ et $V_y(\vec{a}_*)$ en fonction de \vec{a}_* . Avec la relation de PARSEVAL et en posant $f(\vec{u}) = \mathcal{E}(\vec{u}) \cdot \mathcal{S}(\vec{u})$ la réponse de la cellule s'exprime par :

$$r(t) = \int f(\vec{u}) \cdot \exp[-j2\pi \vec{u}(\vec{a}_* + \vec{p}(t))] d\vec{u}$$

ou encore

$$r(t) = \int f(\vec{u}) \cdot \exp[-j2\pi \vec{u} \vec{a}_*] \cdot \exp[-jz \cos(\omega t - \theta)] d\vec{u}$$

avec $z = 2\pi u p$ et où l'on a introduit l'azimuth θ et le module u du vecteur \vec{u} dans le plan pupillaire.

En utilisant le développement

$$e^{-jz \cos \varphi} = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} j^n \cdot J_n(z) \cdot \cos n\varphi$$

on obtiendra pour V_x et V_y :

$$V_x(\vec{\alpha}_*) = \frac{1}{2} \int f(\vec{u}) \cdot 2j \cdot J_1(z) \cdot \cos \theta \cdot e^{-j2\pi \vec{u} \cdot \vec{\alpha}_*} \underline{du}$$

$$V_y(\vec{\alpha}_*) = \frac{1}{2} \int f(\vec{u}) \cdot 2j \cdot J_1(z) \cdot \sin \theta \cdot e^{-j2\pi \vec{u} \cdot \vec{\alpha}_*} \underline{du}$$

Les autres termes du développement donnent une valeur moyenne nulle

(Le signe moins de $V_y(\vec{\alpha}_*)$ est facilement éliminé en décalant de π la phase du démodulateur D_y).

Avec

$$\vec{u} \begin{cases} u_x = u \cdot \cos \theta \\ u_y = u \cdot \sin \theta \end{cases} \quad \text{et} \quad \vec{V}(\vec{\alpha}_*) \begin{cases} V_x(\vec{\alpha}_*) \\ V_y(\vec{\alpha}_*) \end{cases}$$

on arrive à l'expression

$$\vec{V}(\vec{\alpha}_*) = \frac{\rho}{2} \int f(\vec{u}) \cdot 2\pi j \vec{u} \cdot \frac{2J_1(z)}{z} \cdot e^{-j2\pi \vec{u} \cdot \vec{\alpha}_*} \underline{du}$$

où apparaît $\frac{2J_1(z)}{z}$ qui est la T.F. de la distribution définie par

$$\Pi_\rho(\vec{\alpha}) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \rho^2} & \text{si } |\vec{\alpha}| < \rho \\ 0 & \text{si } |\vec{\alpha}| > \rho \end{cases}$$

On peut faire apparaître l'intégrant comme le produit $\tilde{\varepsilon}(\vec{u}) \cdot e^{-j2\pi \vec{u} \cdot \vec{\alpha}_*} g(\vec{u})$

avec

$$g(\vec{u}) = 2\pi j \vec{u} \cdot [S(\vec{u}) \cdot 2J_1(z) / z]$$

dont la T.F. est :

$$\tilde{g}(\vec{\alpha}) = \frac{\partial}{\partial \vec{\alpha}} [S(\vec{\alpha}) * \Pi_\rho(\vec{\alpha})]$$

Elle représente la sensibilité du système d'asservissement. Avec la relation de PARSEVAL on a :

$$\vec{V}(\vec{\alpha}_*) = \frac{\rho}{2} \int \varepsilon(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_*) \cdot \tilde{g}(\vec{\alpha}) \cdot \underline{d\alpha}$$

Il est possible d'ajuster l'orientation de la cellule de manière à ce que ses axes de symétrie correspondent aux degrés de liberté du miroir M_3 (monté sur des empilements piézo électriques qui provoquent le dépointage correcteur). On obtient alors, pour $S(\vec{\alpha}) * \Pi_\rho(\vec{\alpha})$ une fonction paire au voisinage de l'origine.

Sa dérivée est une fonction impaire dont on peut supposer que le premier terme est de la forme $\vec{\alpha}_*$ (constante), ce qui s'obtient par une bonne adaptation des tailles relatives de la cellule et du cercle décrit par l'image.

On trouve alors $\vec{V}(\vec{\alpha}_*)$ proportionnel à $\int \mathcal{E}(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_*) \cdot \vec{\alpha} \cdot d\alpha$
ou encore à $\int \mathcal{E}(\vec{\alpha}) \cdot (\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_*) \cdot d\alpha$

par changement de variable. D'où l'on exprime le dépointage réalisé, c'est-à-dire celui qui rend nulle la tension $V(\vec{\alpha}_*)$:

$$\vec{\alpha}_* = \left[\int \mathcal{E}(\vec{\alpha}) \cdot \vec{\alpha} \cdot d\alpha \right] / \int \mathcal{E}(\vec{\alpha}) \cdot d\alpha$$

Cette expression montre que l'asservissement de pointage s'effectue sur le barycentre de l'image.

On peut ramener au plan pupillaire cette expression.

Pour alléger l'écriture on omet le facteur $\left[\int \mathcal{E}(\vec{\alpha}) \cdot d\alpha \right]^{-1}$ dans les calculs suivants.

On a donc :

$$\vec{\alpha}_* \propto \int \mathcal{E}(\vec{\alpha}) \cdot \vec{\alpha} \cdot d\alpha = \int \tilde{\mathcal{E}}(\vec{u}) * \frac{\delta'(\vec{u})}{2\pi j} \cdot d\vec{u}$$

soit compte tenu des propriétés de $\delta'(\vec{u})$:

$$\vec{\alpha}_* \propto \frac{1}{2\pi j} \frac{\partial}{\partial \vec{u}} \left[\tilde{\mathcal{E}}(\vec{u}) \right]_{\vec{u}=\vec{0}}$$

avec $\tilde{\mathcal{E}}(\vec{u}) = p(\vec{u}) * p^*(\vec{u})$

et $p(\vec{u}) = \Pi(\vec{u}) \cdot [e^{X(\vec{u})} + j\psi(\vec{u})]$

on arrive à

$$\vec{\alpha}_* \propto \frac{1}{2\pi} \left([p(\vec{u}) \cdot \psi'(\vec{u})] * p^*(\vec{u}) + (\text{terme imaginaire pur}) \right)$$

La présence du terme imaginaire exprime simplement que la correction de dépointage ne peut pas agir sur la scintillation.

Ainsi, en ramenant le facteur $\left[\int \mathcal{E}(\vec{\alpha}) \cdot d\alpha \right]^{-1}$ l'expression du dépointage correcteur physiquement réalisé est :

$$\vec{\alpha}_* = \frac{1}{2\pi} \frac{\int |\Pi(\vec{u})|^2 \cdot e^{2X(\vec{u})} \cdot \psi'(\vec{u}) \cdot d\vec{u}}{\int |\Pi(\vec{u})|^2 \cdot e^{2X(\vec{u})} \cdot d\vec{u}}$$

Ce dépointage s'interprète physiquement comme une moyenne pondérée sur la pupille, de la pente en chaque point, de la surface d'onde incidente. La pondération représente l'effet instantané de la scintillation (moyenne sur la "pupille scintillée")

Des inhomogénéités d'éclairement étendues et à fort contraste sur la pupille peuvent ainsi amener un écart sensible entre la moyenne sur la pupille "scintillée" et la pupille "non scintillée", cette dernière conduisant à corriger la pente moyenne de la portion de surface d'onde perçue par le télescope, ce qui définit \vec{a}_0 .

En revanche, si la scintillation est négligeable, la pondération est uniforme sur la pupille et \vec{a}_* se ramène à \vec{a}_0 .

Un argument en faveur de cette hypothèse est que l'évolution des inhomogénéités d'éclairement est très grande par rapport au temps d'intégration du système d'asservissement, qui ne perçoit alors qu'un éclairement moyen pratiquement uniforme.

De plus, la dépendance en puissance - 7/6 avec la longueur d'onde du spectre de puissance de χ atténué en infra-rouge la variance de l'éclairement sur la pupille. (A, IV)

IV. PREMIERS RESULTATS

1. Valeurs théoriques du rapport signal sur bruit

Dans l'expression du RSB pour un rayonnement incohérent, obtenue en (20) et (26 bis)

$$RSB = \left[\frac{2}{\pi} \frac{\eta \bar{R}_0}{h\nu_0} \sqrt{\frac{nB\tau}{\gamma}} \left(\frac{E^2}{2} \cdot s \right) |g(\bar{a})|^2 \right] \times 0.6$$

on considère le cas optimal, c'est-à-dire $|g(\bar{a})|^2 = 1$

Le facteur \bar{R}_0 représente la transmission globale du montage optique, le

facteur $\frac{E^2}{2}$ représente la densité spectrale de flux, en $W/m^2 \cdot Hz$

Les valeurs qui interviennent dans cette expression, à la fois pour le corps noir et l'étoile sont :

$$\bar{R}_0 = 0.56 \quad (\text{voir annexe 3})$$

$$B/\gamma = 720 \text{ MHz} \quad (\text{figure 3})$$

$$\tau = 0.03 \text{ s}$$

$$n = 1 \text{ ou } 2 \quad (\text{nombre de filtres à la sortie du démodulateur})$$

- cas du corps noir

La densité spectrale de l'éclairement est le produit de la densité spectrale de luminance par l'angle solide sous lequel la source est vue depuis la pupille, soit :

$$L(\nu, T) \cdot \omega$$

Pour la luminance du corps noir en infra-rouge on peut écrire :

$$L(\nu, T) = 2k\theta / \lambda^2 \quad (\text{Loi de RAYLEIGH})$$

en introduisant $\lambda = \frac{c}{\nu}$ et la température équivalente θ définie par

$$\theta = T \cdot \frac{\gamma}{e^\gamma - 1} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{hc}{kT\lambda} = \frac{14388}{\lambda_{\mu m} T_{\circ K}}$$

Pour le corps noir utilisé, on a $T_{CN} = 245^\circ C$; $\theta_{CN} = 114^\circ K$

La modulation, dans le cas du noir, étant faite par rapport à l'ambiante $T_{AMB} \sim 5^\circ C$, $\theta_{AMB} \sim 12^\circ K$, la puissance détectée s'exprime par

$$2k(\theta_{CN} - \theta_{AMB}) \pi^2 D^2 d^2 / 16 P^2 \lambda^2$$

où p est l'éloignement de la source par rapport à la pupille, d le diamètre de la source, D le diamètre de la pupille.

Les valeurs utilisées sont :

$$d = 0.5 \text{ mm}, D/p = 1/30, \lambda = 11.02 \mu\text{m}, h\nu_0 = 1.8 \cdot 10^{-20} \text{ J}$$

On trouve alors à la sortie de la chaîne, avec $n=2$:

$$RSB \approx 77$$

-Cas de l'étoile

L'expression du RSB est ici

$$RSB_* = \left[\frac{2}{\pi} \gamma \frac{R_0}{h\nu_0} \sqrt{\frac{nB\tau}{\gamma}} \cdot S \cdot F(\nu) \cdot |g(\alpha)|^2 \cdot t_a \cdot t_{tel} \right] \cdot 0.6$$

où t_{tel} est la transmission du télescope et t_a la transmission de l'atmosphère. La densité de flux est $F(\nu)$ en Jansky $[(W/m^2 \cdot Hz) \times 10^{-26}]$

Avec $t_{tel} = 0.6$ et t_a estimée à 0.95, et pour α Orion $F(\nu) \sim 4000$ Jansky on trouve un RSB de l'ordre de :

$$(n=2) \quad RSB_* \approx 0.32$$

2. Acquisition et traitement des mesures

La faible valeur du RSB qu'on peut attendre sur l'étoile, demande l'utilisation de l'ordinateur pour acquérir et pour traiter les mesures.

On peut en principe l'améliorer en augmentant τ , mais la présence de parasites sur le secteur limite le choix.

L'acquisition se fait, avec une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz.

On enregistre 4 séries de 1024 points (2 sur l'étoile, 2 sur le ciel)

Le traitement se fait, pour l'instant, en temps différé et consiste à calculer les valeurs moyennes sur chaque série, ainsi que l'écart type

σ , des fluctuations du signal. De plus il permet d'éliminer les parasites du secteur au moyen d'un test de rejet, applicable et dosable au moment du traitement.

Le nombre de points rejetés doit rester négligeable, typiquement inférieur à 20 pour 1024 points.

Pour un couple (étoile, ciel) de séries, le RSB est donné par

$$RSB_* = (S_* - S_{ciel}) / \sigma_b$$

où S_* et S_{ciel} sont les valeurs moyennes et σ_b l'écart type moyen.

Le traitement à l'ordinateur conduit à considérer un RSB noté RSB_0 , correspondant à celui qu'on obtiendrait avec une constante de temps T pour la chaîne de détection, T étant la durée d'acquisition des 1024 point d'une série.

Soit σ_0 l'écart type obtenu avec un temps de réponse nul : un filtrage avec une largeur équivalente de bande b donne un écart type $\sigma_b = \sigma_0 \sqrt{b}$. Avec une largeur B_0 , on a :

$$\sigma_{B_0} = \sigma_0 \sqrt{B_0}$$

Ainsi, pour passer du RSB en sortie de la chaîne à celui obtenu par filtrage à l'ordinateur, on doit multiplier par un facteur $\sqrt{B_0/b}$ représentant la réduction du bruit qui en découle.

Sachant que $b = \frac{1}{8\tau}$ (avec deux filtres de sortie) et que $B_0 = \frac{1}{2T}$, on a

$$RSB_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{\tau}}$$

soit avec $\tau = 30 \text{ ms}$ et $T = 512 \mu$ (c'est à dire 1024 points à 20 Hz), on trouve :

$$RSB_0 = 21 \times RSB$$

3. Résultats d'observation

Pour l'instant, les valeurs de RSB obtenues à la sortie de la chaîne sur le corps noir, sont de l'ordre de 45, alors que l'on attend 77, ce qui se traduit après traitement à l'ordinateur par des valeurs de l'ordre de 900 et 1600 respectivement. Pour l'étoile, parmi d'autres essais infructueux, les valeurs retenues sont échelonnées entre 0.12 et 0.38 avec les conditions d'expérience données ci-dessus (IV,2) et, après traitement à l'ordinateur, on obtient des valeurs échelonnées de 2.5 à 8.

On peut penser que les variations de i_0 au cours des différents enregistrements se répercutent (en mieux ou en pire) sur le facteur d'atténuation dû au bruit propre de l'amplificateur (pris ici égal à 0.6). On peut estimer, de plus, que le temps de réponse du système d'asservissement de pointage ne permet pas encore de suivre la turbulence rapidement. Compte tenu de ces remarques, l'accord entre les valeurs théoriques du RSB et les valeurs expérimentales est satisfaisant.

CONCLUSION

Les résultats obtenus indiquent que le montage dans son état actuel, utilisé pour la détection hétérodyne stellaire, a atteint ses conditions optimales de fonctionnement. L'expérience montre que certains réglages sont extrêmement critiques, ce qui, pendant longtemps, a eu pour conséquence un manque de fidélité, remettant ainsi constamment en cause la fiabilité du dispositif. A l'heure actuelle, les progrès réalisés ont fortement réduit cette limitation.

Certes, des améliorations sont encore souhaitables. En particulier, l'effort doit se porter sur le dispositif d'asservissement de pointage dont la sensibilité mérite d'être accrue, et sur la chaîne de détection, en ce qui concerne, par exemple, l'augmentation de la bande passante et la réduction du bruit de l'amplificateur. Il faut signaler que le démodulateur utilisé n'a pas présenté la qualité de fonctionnement que laissent attendre ses caractéristiques, ce qui, d'ailleurs, a gravement perturbé les mesures. Sur ce point, une amélioration substantielle est donc réalisable.

Parallèlement, un montage de 2e génération doit être mis à l'étude afin d'accroître la luminosité de la voie source, ce qui doit apporter un gain important en sensibilité.

La partie théorique du présent travail permettra alors d'en orienter la conception en précisant les conséquences de tel ou tel choix dans l'organisation des éléments du montage. En outre, le bénéfice apporté par certaines expériences de contrôle rend souhaitable leur intégration permanente au montage et l'on pourra tirer profit des descriptions rassemblées dans la partie expérimentale pour la nouvelle version du dispositif de détection hétérodyne.

Toutefois, le but primordial étant la réalisation de l'interféromètre, la perspective immédiate est la duplication des réglages décrits dans la partie expérimentale sur le montage installé au foyer du second télescope. On pourra alors passer aux mesures interférométriques sur des sources puissantes (si le ciel est dégagé).

La contribution du présent travail consiste donc, pour la partie théorique, en l'inventaire des causes possibles de dégradation de la sensibilité du dispositif ainsi que l'estimation numérique de leurs effets sur le rapport signal sur bruit.

La partie expérimentale tient lieu d'aide-mémoire reflétant le travail et les manipulations de mises au point qui ont été effectués sur le montage au cours de ces derniers mois, et dont la répétition pour le second télescope a débuté.

Ce travail trouve donc ici, d'ores et déjà, le rôle d'outil qu'on souhaite lui voir tenir dans la réalisation et le développement de l'expérience de synthèse d'ouverture en infra-rouge par détection hétérodyne (SOIRDETE), abritée par le CERGA, sur le site du plateau de Calern dans les Alpes Maritimes.

ANNEXE 1.ESTIMATION DE LA TAILLE DES DETECTEURS PAR DIFFRACTION DE FRESNEL

Le détecteur est disposé dans le faisceau d'un laser infra-rouge non focalisé, de longueur d'onde λ . Le faisceau est modulé à l'aide de pales rotatives dont les bords sont correctement usinés. La distance entre le détecteur et les pales est D. (figure 19).

Le signal périodique délivré présente l'allure d'un créneau, dont les discontinuités sont amorties côté ombre et présentent des oscillations du côté lumière. On reconnaît le phénomène de diffraction de FRESNEL par le bord d'écran rectiligne que constitue chaque pale du modulateur. En fait on distingue seulement un nombre restreint de franges. La disparition des franges, non douteuse à partir de la n-ième, indique que le détecteur, en moyennant sur sa surface l'éclairement reçu, atténue le contraste des franges jusqu'à le rendre nul quand l'interfrange est égal à la dimension du détecteur dans la direction perpendiculaire au bord d'écran. On est donc en mesure d'estimer la dimension du détecteur, simplement en comptant le nombre n de franges décelables.

L'éclairement relatif en un point à la distance x de l'ombre géométrique dans le plan d'observation situé à la distance D des pales du modulateur est donné par :

$$\frac{E(x)}{E_0} = \frac{\left| \int_{-\infty}^x \exp j \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{t^2}{2D} \right) dt \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \exp j \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{t^2}{2D} \right) dt \right|^2}$$

soit avec $X = x \cdot \sqrt{\frac{2}{\lambda D}}$

$$\frac{E(x)}{E_0} = E(X) = \frac{1}{2} \left[\left(C(X) + \frac{1}{2} \right)^2 + \left(S(X) + \frac{1}{2} \right)^2 \right]$$

où C(X) et S(X) sont les intégrales de FRESNEL [17]

$$C(X) = \int_0^X \cos \frac{\pi t^2}{2} dt \quad S(X) = \int_0^X \sin \frac{\pi t^2}{2} dt$$

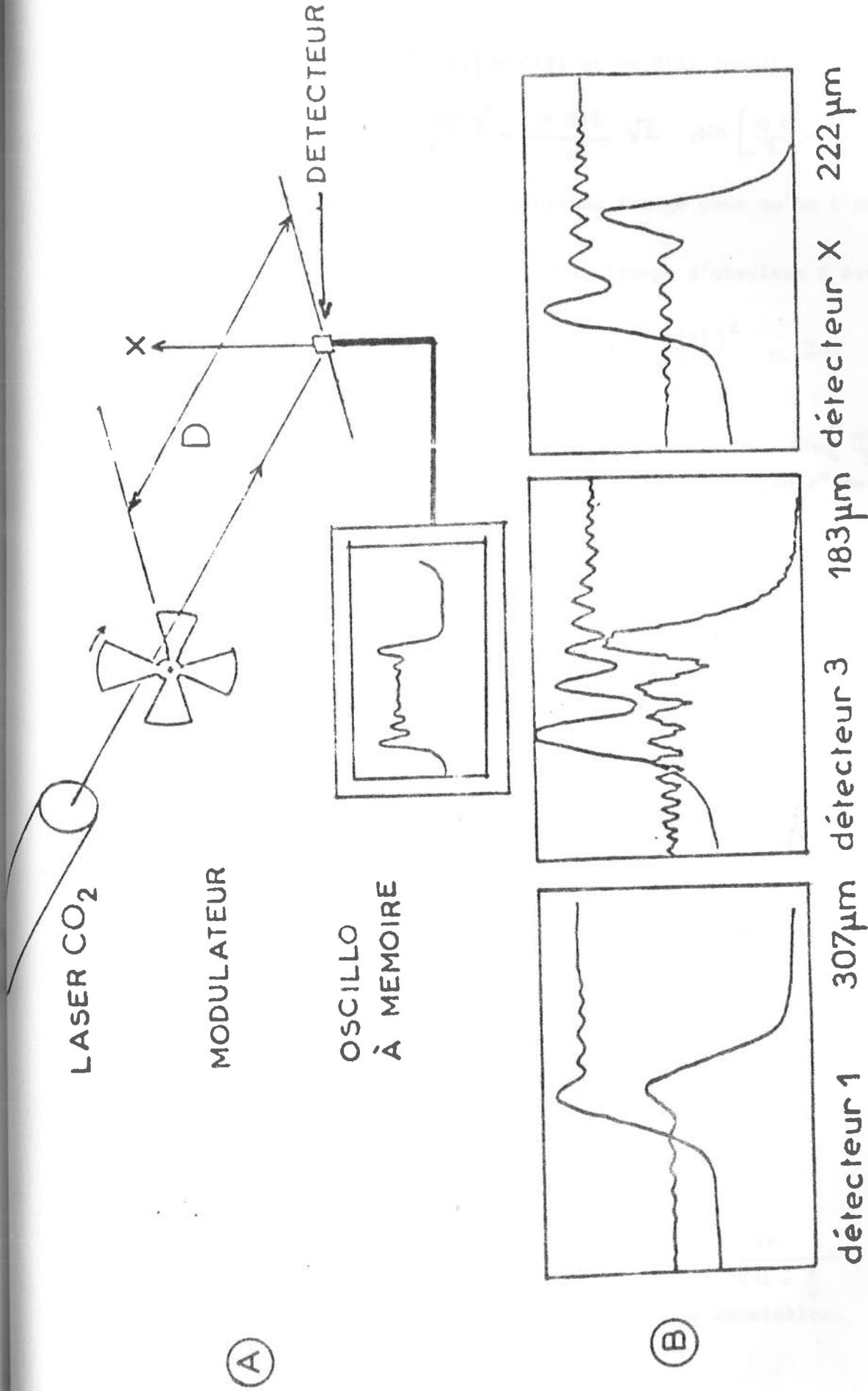


Figure 19 mesure de la taille du détecteur par diffraction de FRESNEL
 (A) montage (B) enregistrements obtenus

La forme asymptotique ([17]) de $C(X)$ et de $S(X)$ conduit à l'expression :

$$E(X) \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{0.318}{2} \right)^2 + \frac{0.318}{X} \sqrt{2} \cdot \sin \left[\frac{\pi X^2}{2} - \frac{\pi}{4} \right]$$

suffisamment rigoureuse dès la deuxième frange pour qu'on l'utilise dans nos calculs.

L'interfrange $\Delta(X)$ correspondant à la frange d'abscisse X est défini par :

$$\frac{\pi}{2} \left(X + \frac{\Delta(X)}{2} \right)^2 - \frac{\pi}{2} \left(X - \frac{\Delta(X)}{2} \right)^2 = 2\pi$$

soit

$$\Delta(X) \approx \frac{2}{X} \quad (47)$$

La première frange correspond au premier maximum de $\sin \left[\frac{\pi X^2}{2} - \frac{\pi}{4} \right]$ c'est-à-dire $\left(\frac{\pi X_1^2}{2} - \frac{\pi}{4} \right) = \frac{\pi}{2}$. Ainsi la frange "brillante" de rang p correspond à

$$\frac{\pi}{2} X_p^2 - \frac{\pi}{4} = \frac{\pi}{2} + (p-1) \cdot 2\pi$$

ce qui conduit à

$$X_p = \sqrt{\frac{3}{2} + 4(p-1)} \quad (48)$$

Si l'on peut compter jusqu'à n franges brillantes dans la réponse du détecteur, c'est que l'interfrange correspondant à la frange de rang $(n+1)$ est égal à la taille du détecteur, au coefficient $\sqrt{2/\lambda D}$ près. Ainsi, d étant la dimension du détecteur, dans la direction perpendiculaire au bord d'écran, on pourra écrire avec (47)

$$\sqrt{\frac{2}{\lambda D}} \cdot d = \Delta(X_{n+1}) \approx \frac{2}{X_{n+1}}$$

ce qui conduit, compte tenu de (48) à une formule donnant la taille du détecteur :

$$d = \sqrt{\frac{\lambda D}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n + \frac{3}{8}}}$$

où n est le nombre de franges "visibles".

L'incertitude relative est donnée par : $\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta n}{2n + \frac{3}{4}}$

Δn est l'incertitude sur le nombre de franges décelables.

La précision de la méthode, on le voit, dépend de la façon dont on estime le contraste limite des franges. Toutefois, une erreur de une frange semble être un maximum. On peut donc écrire :

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{2n + \frac{3}{4}}$$

Pour améliorer la précision, on peut choisir D de telle manière que le nombre de franges visibles soit de 4 ou 5 ce qui donne alors une précision de 10 %, largement suffisante en général.

Les trois clichés présentés sur la figure (19) ont été obtenus avec des photodiodes Hg Cd Te fabriquées par la S.A.T. Ils montrent la réponse du détecteur pour l'entrée dans l'ombre et pour la sortie sur des traces décalées afin d'avoir une échelle très dilatée.

On a dans chaque cas : $D = 78 \text{ mm}$ et $\lambda = 10.6 \text{ } \mu\text{m}$.

Le tableau suivant rassemble les résultats :

N° du détecteur	nombre de franges visibles	dimension dans la direction étudiée
1	4	$307 \pm 12 \text{ m}$
3	12	$183 \pm 7 \text{ m}$
X	8	$222 \pm 9 \text{ m}$

Ces mesures ont permis de modifier le montage de détection hétérodyne utilisant le détecteur n° 3 dont la taille s'est révélée, par cette mesure, plus petite que la moyenne de ces types de photodiodes. L'ouverture du faisceau convergeant sur le détecteur a été augmentée de manière à retrouver une bonne adaptation de ce dernier à la cohérence des ondes incidentes.

ANNEXE 2.RENDEMENT QUANTIQUE DU DETECTEUR

Le montage optique étant réglé, on connaît la puissance reçue de la source par le détecteur. Avec le montage décrit sur la figure (20) son expression est :

$$P_s = L(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot S \cdot \omega \cdot t_f \cdot t_{opt} \quad (49)$$

S est la surface de la pupille source, ω est l'angle solide sous lequel est vue la source depuis la pupille, $L(\lambda)$ est la luminance de la source (corps noir étalon) à la longueur d'onde moyenne du filtre, de bande passante $\Delta\lambda$, dont la transmission est t_f , la transmission du montage optique étant t_{opt} .

Le courant photonique qui en résulte est :

$$i_{ph} = \eta \cdot P_s \cdot \frac{e}{h\nu} \quad (50)$$

où η est le rendement quantique à déterminer.

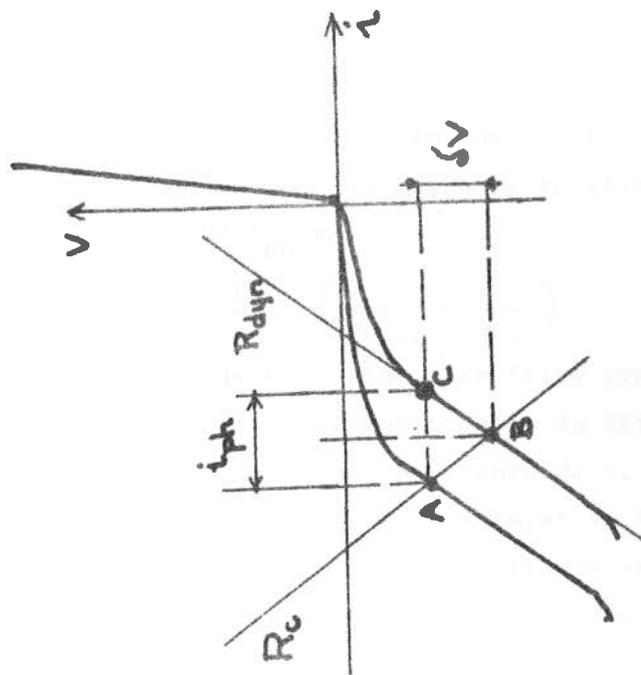
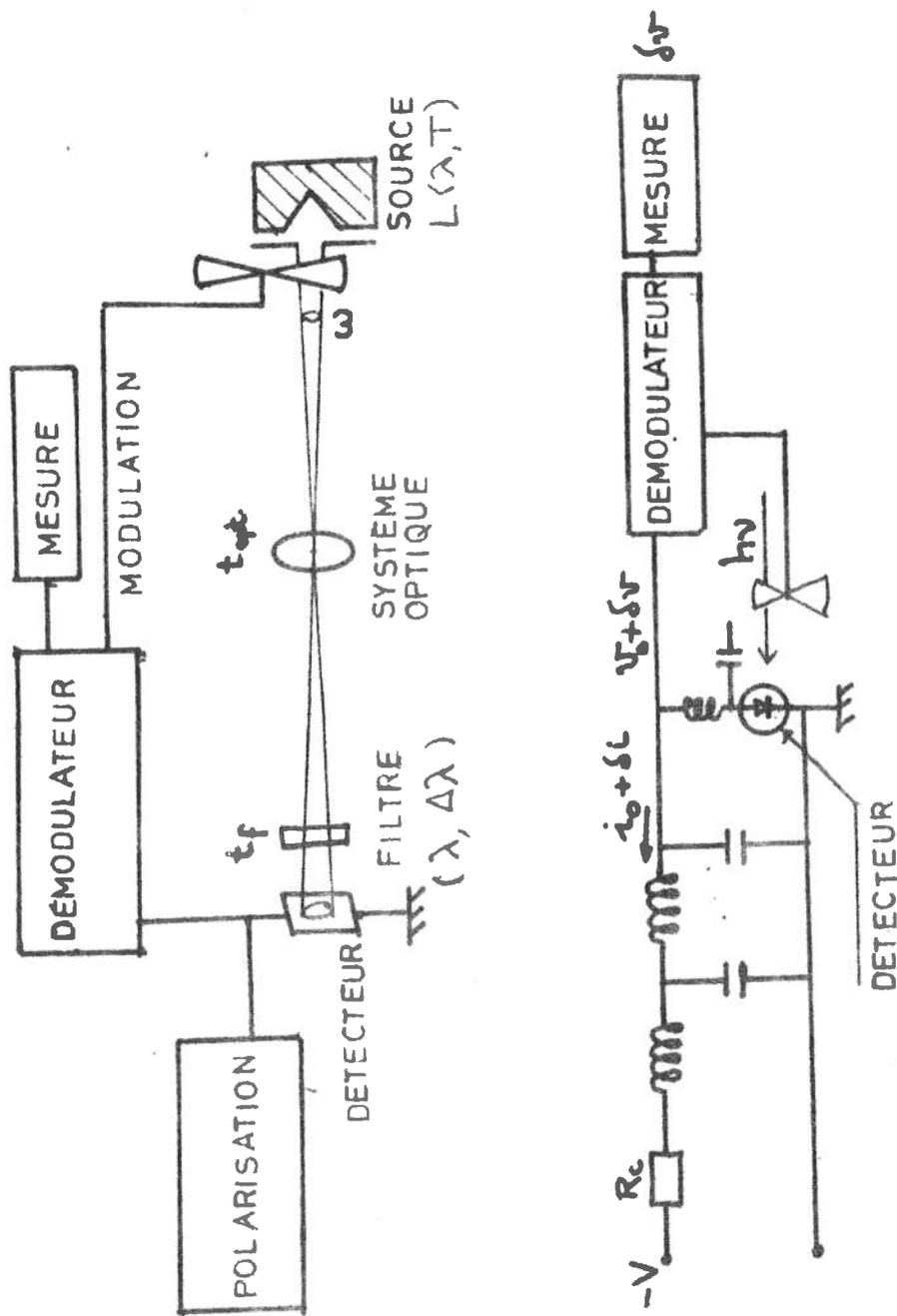
Le principe de la mesure est de comparer la valeur du courant photonique effectivement délivré par le détecteur, à celle qu'on peut calculer par l'expression (50) en donnant à η la valeur 1.

Mode opératoire :

On opère en détection directe, le signal source étant modulé à basse fréquence. Le détecteur est polarisé, son point de fonctionnement est en (i_0, v_0) représenté par A sur la figure (20). Ainsi, le courant qui traverse le circuit de polarisation prend alternativement les valeurs i_0 et $i_0 + \Delta i$, quand la source est respectivement occultée puis découverte par le modulateur. Le point de fonctionnement se déplace donc sur le segment AB de la droite de charge.

On mesure la variation Δv de la tension aux bornes du détecteur, telle que :

La modulation de la source est faite à fréquence suffisamment basse pour que la variation du courant photonique qui en résulte, rencontre à l'entrée du circuit de polarisation une impédance négligeable devant la résistance de charge R_c . Cette variation est donc représentée sur la figure (20) par le segment AC.



$$i_{ph} = \Delta V \cdot \left(\frac{1}{R_{dyn}} + \frac{1}{R_c} \right)$$

figure 20 mesure du rendement quantique

Si R_{dyn} est la résistance dynamique du détecteur, on peut établir, avec la figure (20) que la relation donnant le courant photonique i_{ph} est :

$$i_{ph} = \Delta v \cdot \left(\frac{1}{R_{dyn}} + \frac{1}{R_c} \right)$$

La détermination de R_{dyn} peut être faite graphiquement à l'aide de la caractéristique courant-tension du détecteur.

On mesure Δv pour différentes valeurs de i_0 et de R_c .

On connaît la transmission du filtre, et sa bande passante, on connaît également la température du corps noir qui sert de source, d'où l'on tire la luminance $L(\lambda)$, le diamètre de la source étant connu, on en déduit ω . Par les relations (49) et (50) on pourra donc calculer la quantité $\eta \cdot t_{opt}$, qui intervient dans l'expression (20) du RSB. Si l'on connaît t_{opt} , on peut déterminer η .

Les mesures effectuées conduisent à une valeur de η de l'ordre de 0.2 ce qui est bien dans la marge prévue par le constructeur.

ANNEXE 3.MESURE DE LA TRANSMISSION DU MONTAGE OPTIQUE SUR LA VOIE SOURCE

On réalise successivement les deux montages décrits sur la figure (21)

Le miroir de focalisation est le même dans les deux cas, mais son grandissement est de 1, dans le premier montage, et de 1/3 dans le second. Ceci afin de conserver la taille de la tache image dans le plan du détecteur, et par suite le rendement quantique moyen sur l'étendue de cette tache. ()

On enregistre les signaux $S_1(\lambda)$ et $S_2(\lambda)$ obtenus en donnant au réseau du monochromateur un mouvement de rotation à vitesse constante (λ est la longueur d'onde isolée par le monochromateur). L'expression des signaux mesurés dans les deux cas respectifs est :

$$S_1(\lambda) = \eta_{eff} L(\lambda) \Delta\lambda \cdot t_f \cdot s \cdot \omega \cdot t_{opt}(\lambda)$$

$$S_2(\lambda) = \eta_{eff} \cdot L(\lambda) \Delta\lambda \cdot t_f \cdot s \cdot \omega$$

où $L(\lambda)$ est la densité spectrale de luminance de la source, $\Delta\lambda$ l'intervalle spectral isolé par le filtre, t_f sa transmission moyenne, s est la surface du détecteur, ω l'angle solide sous lequel la pupille de sortie du montage est vue depuis le détecteur et $t_{opt}(\lambda)$ la transmission du montage que l'on veut déterminer. La transmission $t_{opt}(\lambda)$ obtenue par le rapport $S_1(\lambda)/S_2(\lambda)$ s'est révélée pratiquement constante sur l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ considéré, sa valeur moyenne est :

$$\bar{t} \approx 0.65$$

Postérieurement à cette mesure, le miroir M_3 a été muni d'une occultation centrale reproduisant celle de la pupille du télescope, ce qui multiplie la transmission par 0.9. La lentille de Germanium servant de condenseur, intervient par sa transmission moyenne : 0.95.

Ainsi la transmission de l'optique sur la voie source que l'on doit considérer, et que l'on a notée \bar{R}_o dans l'expression du rapport signal sur bruit (20) a pour valeur :

$$\bar{R} = 0.56$$

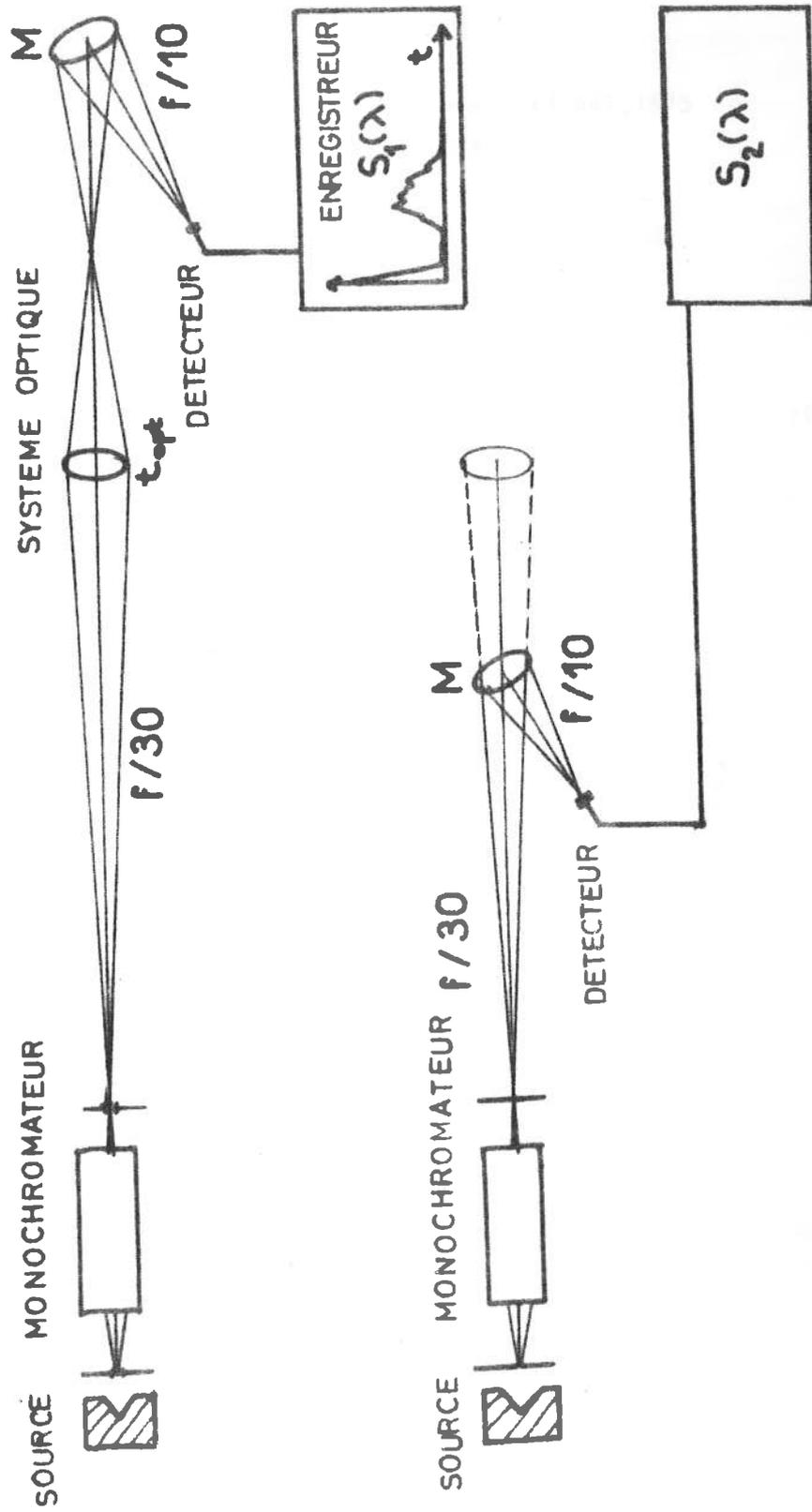


figure 21 mesure de la transmission du montage optique

BIBLIOGRAPHIE

1. FIEBAU, C.R.A.S. 66,932,1868
2. STEPHAN, C.R.A.S. 76,1008,1873
3. MICHELSON, PEASE, ApJ 51,257,1920
4. STEINBERG, LEQUEUX, Radioastronomie, Dunod 1960
5. BLUM. Les Radiotélescopes. Presses Universitaires de France, 1972
6. LABEYRIE. A&A 6,85,1970
7. LABEYRIE. ApJ 191,L71,1975
8. GAY, JOURNET. Space Science Reviews 17,687,1975
9. MAC CARTHY & A1. ApJ 214,L85,1977
10. SUTTON & A1. ApJ 217,L97,1977
11. BLUM. Annales d'Astrophysique Vol.22,140,1959
12. SIRIEIX. Thèse, ORSAY 1971
13. BORN & WOLF, Principles of Optics, Pergamon 1970
14. TEICH. Proc. IEEE 56,37,1968
15. DAVENPORT & ROOT, Random Signals and Noise, MacgrawHill 1958
16. SIEGMANN .Proc. IEEE 54,1350,1966
17. ABRAMOWITZ Handbook of Mathématiqueal Functions, Dover 1965
18. MARECHAL . Imagerie géométrique, Aberrations, Editions de la Revue d'Optique
19. FRIED. J.O.S.A. 55,1427,1965
20. FRIED. J.O.S.A. 56,1372,1966
21. TATARSKI. Wave Propagation in Turbulent Medium, Dover 1958
22. ALLEN. Astrophysical Quantities, Athlone Press 1973
23. CHASE. J.O.S.A. 56,33,1966
24. HUFNAGEL, STANLEY J.O.S.A. 54,52,1964
25. OCHS & A1. Applied Optics 15,2504,1976
26. RODDIER, RODDIER, J.O.S.A. 66,478,1976
27. - 23
28. de BATZ. Thèse de 3° cycle PARIS, 1974

REMERCIEMENTS

Ce devrait être le paragraphe le plus chargé tant le ~~est~~ est de personnes que je voudrais remercier, pour l'aide que, chacun à sa manière - et parfois à son insu - m'a apporté : une parole d'encouragement, une marque de sympathie, ont une importance qu'il est courant de sous estimer, et l'aspect technique d'une collaboration prend souvent le pas devant le côté humain des rapports qui peuvent s'établir à cette occasion.

C'est dans cet esprit que je voudrais adresser mes remerciements.

Bien sûr, selon la formule consacrée (et la réalité matérielle)
" la place manque pour les citer tous ".

Je veux remercier JEAN GAY, mon directeur de thèse, qui a guidé mon travail avec une patience à toute épreuve, au milieu des difficultés de tous ordres que son rôle d'animateur de l'équipe lui fait rencontrer.

FRANCOIS RODDIER, qui a accepté la présidence du Jury, m'a toujours réservé le meilleur accueil pour des discussions et des conseils, et je l'en remercie, ainsi que pour sa gentillesse et ses encouragements.

Mr KOVALEVSKY, directeur du CERGA, a mis les moyens du centre à ma disposition. Je veux le remercier aussi pour ses encouragements ainsi que d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Mr BLUM suit depuis longtemps le travail de l'équipe SOIRDETE et sa visite et ses conseils nous ont apporté un tonus indispensable. Je veux l'en remercier, ainsi que d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Mr SIRIEIX, dont l'équipe SOIRDETE a connu jadis la collaboration, dans le cadre de celle que nous connaissons avec la S.A.T., a bien voulu accepter de faire partie du Jury. Je l'en remercie ainsi que de son accueil sympathique.

Le personnel du CERGA m'a accueilli avec beaucoup de gentillesse et j'y trouve un environnement humain où le souci de la qualité des rapports entre personnes est placé très haut. C'est à tous et à toutes que je dois des remerciements.

Je souhaite les exprimer tout particulièrement aux membres de l'équipe SOIRDETE pour le soutien moral que j'y ai trouvé :

Pierre ASSUS, Hervé CHOPLIN, Jean Pierre CORTEGGIANI, Etienne CUOT, Alain JOURNET, Jean GAV, et Guy MEPLIN.

Je veux aussi remercier vivement Nicole GAINEBET qui a assuré, avec conscience et perspicacité la tâche délicate de la frappe définitive ainsi que Monique REGNIER qui a réalisé le tirage de la thèse (parfois jusqu'à des heures plus que tardives) avec une bonne humeur et une diligence exemplaires.

Au cours de missions, Bertrand de BATZ nous a apporté, outre sa compétence et son efficacité, son enthousiasme et ses qualités humaines appréciées de tous. Je veux tout spécialement l'en remercier.

Au cours des nuits sur le Plateau, nous partageons les étoiles, les nuages et le pain le plus souvent avec l'équipe LABEVRIE, dont nous apprécions la compagnie et je veux les en remercier, en particulier Laurent KOECHLIN qui accepte toujours très gentiment de m'expliquer des tas de trucs. Merci également à Wolfgang MOZART, et tant d'autres, que j'aime tant écouter. J'ai passé nombre d'heures à l'observatoire de NICE dont j'ai sollicité le personnel, utilisé le matériel et encombré les locaux (parfois) et je veux en remercier le directeur JEAN PAUL ZAHN.

J'ai toujours trouvé à l'observatoire un accueil sympathique et des encouragements très précieux. Je veux dire à tous et à toutes un grand Merci pour tout cela. A cette occasion je remercie Mr GOUAULT qui a bien voulu se charger de la reliure de la thèse.

.....

Depuis mon retour aux études, plusieurs personnes n'ont cessé de m'apporter le réconfort de leur amitié et de leur affection. Je veux leur dire ici combien je leur en sais gré, et au risque de sortir du cadre traditionnel qu'il me soit permis de citer, parmi eux quelques noms

Le dévouement et la générosité de Nicole ROMEO sont connus de tous à l'observatoire, mais je veux la remercier surtout pour son amitié toujours présente dans les moments difficiles.

Mes Parents et mon Frère ont su accepter mon comportement indélicat d'individu toujours pressé, je les remercie de cela et de tout le reste. Colette me supporte (c'est tout dire) et subit un rythme de vie infernal et frustrant, par ma faute. Je veux lui dire ici ma gratitude pour sa compréhension, et pour sa présence quand tout va mal.

Pour Jean Claude, dont le secours financier a été souvent décisif et dont le secours moral me reste inestimable, je dirai que c'est beaucoup en pensant à lui que j'ai travaillé à cette thèse, et puis beaucoup aussi à FREDERIC.

Merci les fleurs et les oiseaux du CALERN, j'espère ne pas vous quitter!