

N° d'ordre :

# THÈSES

présentées à la  
Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Jacques PINARD

1 ère THESE : Réalisation d'un spectromètre par transformation  
de Fourier à très haut pouvoir de résolution.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

---

Soutenues le 1968 devant la Commission d'Examen

M. A. KASTLER . . .Président

MM. P. JACQUINOT... }  
G. AMAT. . . . . } Examineurs  
P. CONNES..... }

---

PARIS 1968



# I N T R O D U C T I O N

=====

## A) HISTORIQUE DE LA METHODE DE SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER

La méthode de Spectroscopie par transformation de FOURIER a fait l'objet depuis une dizaine d'années d'un intérêt toujours croissant, plusieurs articles bibliographiques et de mise à jour des connaissances et réalisations lui ont été consacrés (1, 2, 3). Nous nous en sommes inspirés pour retracer brièvement son historique.

Le principe de cette méthode d'analyse remonte à la réalisation des premiers interféromètres. C'est en effet, dès 1860 que FIZEAU observant des anneaux d'interférence de Newton produits par une lampe à sodium déduisit que la raie jaune était un doublet : première interprétation élémentaire de spectre à l'aide de franges d'interférence.

MICHELSON ( 4 ) utilisant son interféromètre; est le premier à avoir systématiquement étudié le profil de raies spectrales à partir de la courbe de visibilité des franges en fonction de la différence de marche (d. d. m.) . Lord RAYLEIGH ( 5 ) donne un traitement mathématique des expériences de MICHELSON et montre que la connaissance de la courbe de visibilité n'est pas suffisante pour faire une analyse de spectre ; il établit la relation (Transformation de Fourier) qui existe entre le spectre et le signal que donne l'Interféromètre en fonction de la d. d. m. appelé " Interférogramme ".

En 1911 RUBENS et WOOD ( 6 ) obtiennent le premier Interférogramme dans l'Infrarouge lointain en faisant varier la différence de marche

		M	$\delta \sigma \text{ cm}^{-1}$	Domaine Spectral	
1950	FELLGETT				Premier spectre d'absorption obtenu par transformation de Fourier
1951	MERTZ			Infrarouge lointain	Première utilisation de la méthode avec un interféromètre à polarisation
1956	GEBBIE STRONG VANASSE(9)	60	1	60 - 120	Utilisation d'un interféromètre à réseau lamellaire et d'un calculateur analogique
1957	GEBBIE(10)	125	0,2	10 - 30	Spectre solaire
1957	FELLGETT(11)	120	50	10 000 $\text{cm}^{-1}$ 3 000 $\text{cm}^{-1}$	Spectres d'étoiles et de planètes
	MERTZ (12)				Interférogrammes d'étoiles non transformés en spectre
1959	J. CONNES GUSH (13)	210	6	5 500 $\text{cm}^{-1}$ 6 800 $\text{cm}^{-1}$	Spectre du ciel nocturne
1960	GEBBIE STONE WALSHAW(14)	48	0,8	20 - 80	Spectre de rotation pure de l'ozone
1961	(21)		0,5	800 $\text{cm}^{-1}$ 5 000 $\text{cm}^{-1}$	Spectres de vibration rotation de gaz en émission
1962	GEBBIE ROLAND (22) DELBOUILLE		40	3 300 $\text{cm}^{-1}$ 8 000 $\text{cm}^{-1}$	Spectres de planètes (Lune - Vénus - Jupiter)
1964	(23)				
1964	SINTON, BOYCE (25)		20	5 000 $\text{cm}^{-1}$ 2 500 $\text{cm}^{-1}$	Spectres de planètes et d'étoiles

COLLOQUE

		M	$\delta \sigma \text{ cm}^{-1}$	Domaine spectral	
1964	RICHARDS (27)		0,2	$55\text{cm}^{-1}$	Spectre d'absorption de la vapeur d'eau
1964	P. CONNES (26)	3 200	0,125	$6\ 000\text{cm}^{-1}$	Spectre d'absorption $\text{ICH}_3$
1964	P. CONNES (26)	1 300	0,7	$6\ 500\text{cm}^{-1}$	Spectre d'absorption de Vénus
1965	P. CONNES (26)	1 000	1		Spectre de Mars (Observatoire de Haute Provence)
1966	YOSHINAGA (28)	1 000		$10.60\text{cm}^{-1}$	Spectre d'absorption de la vapeur d'eau calculé en "temps réel" à l'aide d'un ordinateur digital spécialisé
1966	MERTZ(29)		80	$4\ 000\text{cm}^{-1}$ $10\ 000\text{cm}^{-1}$	Spectres d'étoiles, interféromètre à balayage rapide, et analyse effectuée avec un ordinateur analogique
COLLOQUE	P. CONNES (30)	19 000	0,8	$4\ 000\text{cm}^{-1}$ $9\ 000\text{cm}^{-1}$	Spectres de Vénus. Première utilisation de la "modulation interne" d'un interféromètre

Le spectre était obtenu par synthèse en comparant les Interférogrammes calculés de distributions spectrales possibles à l'Interférogramme mesuré. Les difficultés rencontrées sont telles que la méthode fut rapidement oubliée.

Dès 1950 P. FELLGETT ( 7 ) analyse le premier spectre continu obtenu à partir d'un Interférogramme en effectuant une transformation de Fourier numérique, résultat sans précédent.

Un an plus tard, il publie sa thèse dans laquelle il dégage le principe et les avantages des "Méthodes Multiplexes". Indépendamment P. JACQUINOT ( 8 ) étudiant systématiquement la luminosité des divers spectromètres montre la supériorité des méthodes interférométriques et les possibilités offertes par l'Interféromètre de MICHELSON en tant qu'analyseur de spectres.

Dans les Méthodes Multiplexes toutes les informations contenues dans un spectre, codées, sont enregistrées pendant le temps total  $T_t$  de la mesure. Ainsi, en spectrométrie par Transformation de Fourier, l'énergie contenue dans chaque élément spectral est intégré pendant le temps  $T_t$  alors que dans les méthodes classiques elle n'est intégrée que pendant le temps  $\frac{T_t}{M}$  (M étant le nombre d'éléments spectraux analysés) à durée d'enregistrement égale, le rapport  $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$  (le "Bruit" étant la valeur efficace des fluctuations apportées par le détecteur) est donc  $\sqrt{M}$  fois supérieur.

Face aux qualités théoriques de cette nouvelle méthode quelques auteurs (Metz - Fellgett - Gebbie - Strong - Vanasse ) l'ont préférée aux Méthodes conventionnelles pour l'étude de sources de très faible intensité. (spectres stellaires - spectres dans l'infrarouge lointain 100  $\text{cm}^{-1}$  ). Nous avons reporté dans le tableau 1 quelques unes des expériences effectuées avec la limite de résolution  $\delta\sigma$  et le nombre d'éléments spectraux M analysés.

En 1958 Ces premiers résultats sont présentés au Colloque sur " les progrès récents en spectroscopie interférentielle " où ils tiennent encore peu de place.

En 1961 - J CONNES ( 15 ) effectue une mise au point détaillée des possibilités théoriques de la Méthode, elle étudie, notamment les problèmes de bruit, joint au problème de l'échantillonnage exigé par le calcul numérique. Elle présente des spectres du ciel nocturne calculés numériquement sur IBM 704. Mais le gain théoriquement prévu est encore loin d'être atteint expérimentalement.

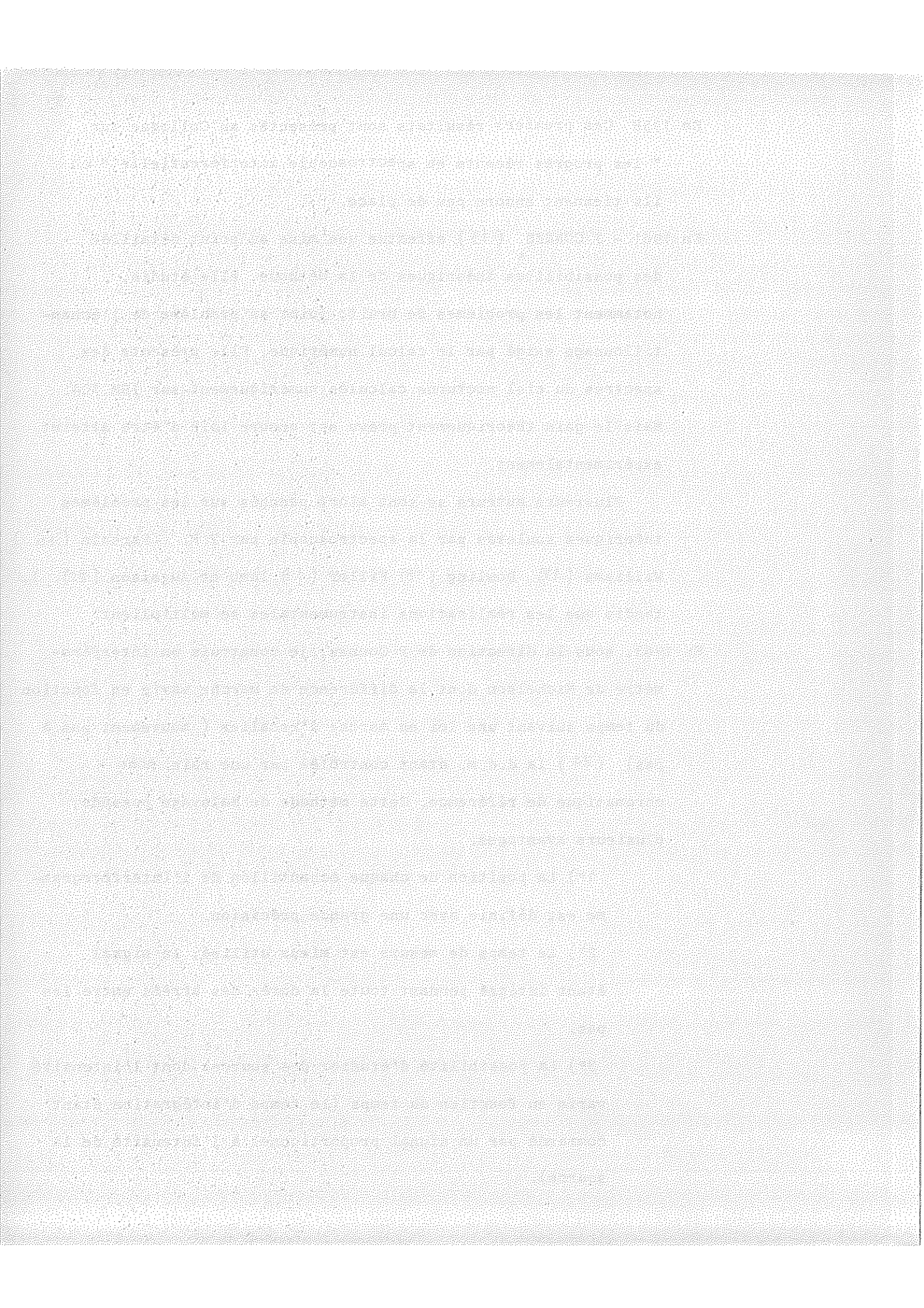
Plusieurs auteurs se sont alors penchés sur les problèmes théoriques soulevés par la spectroscopie par T.F. ( Parshin ( 16 ) Williams ( 17 ) Dowling ( 18 ) Filler ( 19 ) Iumb et Augasson ( 20 ) ), tandis que les réalisations instrumentales se multiplient.

En 1963, sous la direction de P Connes, je construis un interféromètre de Michelson dont la différence de marche varie en fonction du temps suivant une loi en marche d'escalier ( mouvement pas à pas ) ( 24 ) la d.d.m. étant contrôlée par une raie monochromatique de référence. Cette méthode de balayage possède plusieurs avantages.

1°) La position de chaque échantillon de l'Interférogramme est définie avec une grande précision.

2°) Le temps de mesure est mieux utilisé, le signal étant intégré pendant toute la durée des arrêts entre les pas.

3°) La possibilité d'étudier des sources dont l'intensité varie en fonction du temps (le temps d'intégration étant commandé par un signal proportionnel à l'intensité de la source).





Suivant ce modèle d'interféromètre P. Connes construit au "jet propulsion laboratories", en Californie, un ensemble "Interféromètre et système de mesure" susceptible de produire des interférogrammes qui sont enregistrés sur bande perforée. Simultanément J. Connes met au point un programme de calcul qui permettra de traiter les interférogrammes. Les spectres ainsi obtenus possèdent une limite de résolution  $\delta\sigma$  de l'ordre de  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ . Par la suite, plusieurs enregistrements effectués en France à l'observatoire de St Michel de Provence ont démontré de façon évidente la supériorité de la méthode dans l'étude des spectres planétaires infrarouges (26). Cette supériorité est aussi établie par Richard (27) dans le domaine de l'I.R. lointain.

Au cours des années qui suivirent, quelques auteurs ont entrepris la réalisation d'ensembles "Interféromètre et ordinateur spécialisé", leurs performances sont réduites, mais leur utilisation est plus souple, <sup>que</sup> celles des ordinateurs : Yoshinaga (28) présente un ensemble digital susceptible d'analyser 1.000 éléments spectraux, Mertz (29) réduit également des interférogrammes d'étoiles à l'aide d'un analyseur harmonique.

P. Connes met au point une nouvelle méthode de modulation de faisceau signal traversant l'interféromètre appelés: "Modulation Interne" qui avait été décrite initialement par Mertz. Il l'applique à l'enregistrement de spectres de Vénus (30) qu'il obtient avec une limite de résolution de  $0,08 \text{ cm}^{-1}$ . Le nombre d'éléments spectraux étudiés simultanément  $M=19.000$  est sans précédent.

En Avril 1966 un colloque, sur les "Méthodes Nouvelles en Spectroscopie Instrumentale" fait le point de toutes les réalisations effectuées dans ce domaine. Forman y présente une nouvelle méthode de calcul des spectres sur ordinateur, méthode déduite des travaux de Cooley et Turkey (32) qui permet de réduire considérablement le temps de calcul, J. Connes

l'adapte à ses programmes de calcul laissant prévoir pour un avenir proche la possibilité d'analyser simultanément un nombre d'éléments spectraux supérieur à  $10^5$ . On y remarque que la spectroscopie par transformation de Fourier se voit attribuer la 1ère place à l'occasion d'expériences difficiles : R. Beer étudie le spectre solaire dans l'infrarouge lointain ( $10 \mu$  -  $100 \mu$ ) l'expérience est faite en ballon à haute altitude afin de supprimer l'absorption par la vapeur d'eau atmosphérique.

B) PERFORMANCES ACTUELLES DE LA SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER.

Le présent travail a été entrepris après la production des premiers spectres astronomiques par transformation de Fourier réalisés par P. Connes aux Etats-Unis et en France en 1965. C'est la qualité des résultats obtenus qui a déterminé notre engagement vers la réalisation d'un appareil à pouvoir de résolution plus élevé. Rappelons brièvement la méthode (26).

L'interféromètre est un interféromètre de Michelson, dont les miroirs ont été remplacés par deux systèmes réflecteurs "oeils de chat" (33). la d.d.m. entre les deux bras peut varier en pas à pas de 0 à 10 cm ; elle est contrôlée par le signal que donne l'interféromètre d'une source de référence (raie  $5.460 \text{ \AA}$  d'une source Hg <sup>198</sup>). Le signal à analyser est intégré pendant la durée des arrêts entre les pas, et le résultat de l'intégration est enregistré sur bande de papier perforée. Le spectre est alors obtenu à partir d'une série d'échantillons de l'interférogramme par une somme de Fourier, effectuée à l'aide d'un ordinateur.

Outre les principaux avantages de la méthode d'enregistrement pas à pas dont nous avons déjà parlé dans le paragraphe précédent deux propriétés supplémentaires ont été montrées expérimentalement.

1/. Le profil de la fonction d'appareil effectivement enregistré est défini avec une grande précision, ne présentant (avec une apodisation convenable) que de très faibles pieds. La comparaison (26) des différentes fonctions d'appareil (réseau - Fabry-Perot - Transformation de Fourier) montre un très net avantage de la spectroscopie par T.F. Cela se traduit aussi par une augmentation du "facteur de filtrage intégral" défini par R. Chabbal (34).

2/. Les nombres d'onde des raies sont déterminés à partir d'une raie unique, sans balayage de spectre, ni étalons secondaires, ni interpolation ; il en résulte une grande précision sur la mesure absolue de ces

nombres d'onde.

C) PERFORMANCES ET RESULTATS OBTENUS AVEC LES METHODES CONVENTIONNELLES EN SPECTROSCOPIE A TRES HAUTE RESOLUTION.

Nous allons examiner maintenant les méthodes qui nous sont offertes pour l'étude des spectres à pouvoir de résolution très élevé, plus particulièrement dans l'infrarouge.

Nous distinguerons deux séries d'instruments, suivant que leur limite de résolution maximum est supérieure ou inférieure à  $15 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , limite actuelle des appareils à réseau.

a) -  $\delta\sigma > 15 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Dans cette série nous distinguerons :

- 1/. Les spectromètres classiques à fentes utilisant un réseau comme disperseur.
- 2/. Les spectromètres à grilles,
- 3/. Les spectromètres interférentiels SISAM.

b) -  $\delta\sigma < 15 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

- 1/. Les spectromètres interférentiels Fabry-Perrot (HYPERAC)
- 2/. Le pepsios.

a) 1°) Les spectromètres à fentes

Ces appareils, bien connus, sont de construction relativement simple, sans milieu réfringent ce qui leur donne un très vaste domaine d'utilisation, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'Infrarouge lointain, ils sont à l'heure actuelle, les appareils les plus utilisés pour l'exploration des spectres d'absorption. Dans ce domaine nous ferons souvent référence à l'important travail effectué par Rank, Rao, Humphrey décrit dans la

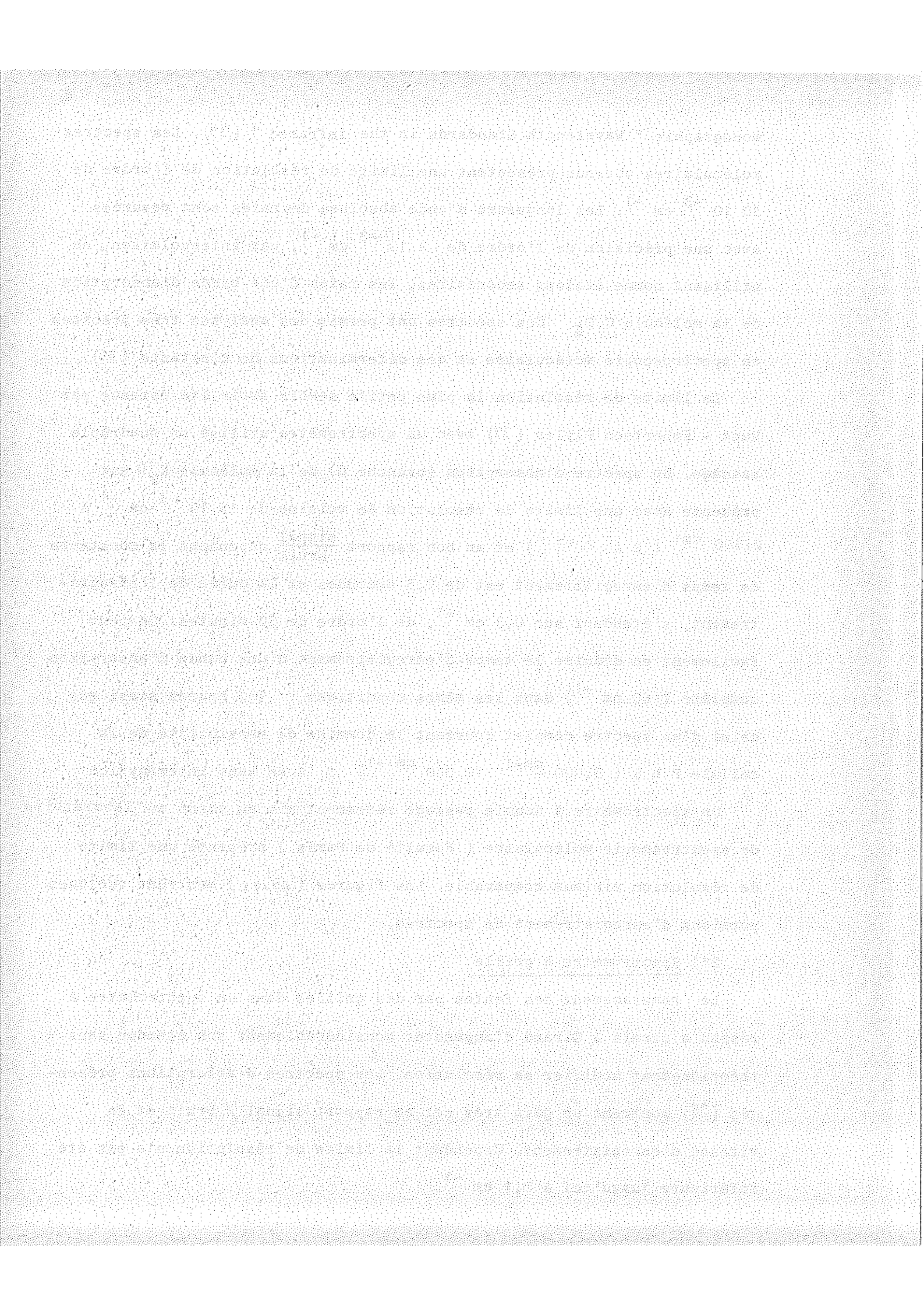
monographie " Wavelength Standards in the infrared " (35). Les spectres moléculaires obtenus présentent une limite de résolution de l'ordre de  $30 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Les longueurs d'onde absolues des raies sont mesurées avec une précision de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , par interpolation, en utilisant comme étalons secondaires, les raies d'une bande d'absorption de la molécule  $\text{C.O}_2$ . Ces spectres ont permis des analyses très précises en spectroscopie moléculaire et des déterminations de constante (36).

La limite de résolution la plus petite semble avoir été obtenue par Hunt - Robertson Plyler (37) avec un spectromètre utilisé en quadruple passage. Un spectre d'absorption (branche Q) de la molécule  $\text{N}_2^0$  est présente avec une limite de résolution  $\delta\sigma$  voisine de  $15 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  à  $2.800 \text{ cm}^{-1}$  ( $R = 2 \cdot 10^5$ ) et un bon rapport  $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$  cependant la constante de temps d'enregistrement est de 7,5 secondes et la durée de l'enregistrement, s'étendant sur  $0,3 \text{ cm}^{-1}$ , de l'ordre de 30 minutes. On peut facilement en déduire le temps d'enregistrement d'une bande d'absorption complète ( $60 \text{ cm}^{-1}$ ) dans les mêmes conditions : 100 heures ainsi que celui d'un spectre complet couvrant le domaine de sensibilité de la cellule P b S ( $3.000 \text{ cm}^{-1}$  -  $10.000 \text{ cm}^{-1}$ ) : 1 an sans interruption

Un spectromètre à double passage récemment mis au point au laboratoire de spectroscopie moléculaire ( Faculté de Paris ) présente une limite de résolution minimum comparable. Les figures (67-71) montrent quelques portions d'enregistrement de spectres.

## 2°) Spectromètre à grille

Le remplacement des fentes par des grilles dans un spectromètre à réseau a permis à Girard d'augmenter considérablement son étendue sans théoriquement modifier sa résolution. Les spectres d'absorptions présentés (38) montrent un gain très net en rapport signal / bruit et en vitesse d'enregistrement. Cependant la limite de résolution n'a pas été inférieure jusqu'ici à  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ .



### 3°) Le spectromètre interférentiel SISAM.

Cet appareil imaginé par P. Connes (39) admet, comme le spectromètre à grille, une grande étendue de faisceau et donne effectivement une limite de résolution voisine de celle prévue théoriquement (identique à la résolution théorique d'un des réseaux composant l'appareil).

J. Vergès (40) a mis au point un tel spectromètre à pouvoir de résolution élevé et l'a utilisé à l'étude de spectres d'émission infra-rouge. La limite de résolution atteinte est de  $27 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  (figure 63 )

En absorption, avec un appareil du même type, M. Morillon a obtenu un spectre de la molécule  $\text{N}_2\text{O}$  à  $2.200 \text{ cm}^{-1}$  avec une limite de résolution de  $33 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  (41).

b) Les appareils à très haute résolution ( $\delta\sigma = 1510^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) utilisent, comme élément analyseur un interféromètre Fabry Pérot.

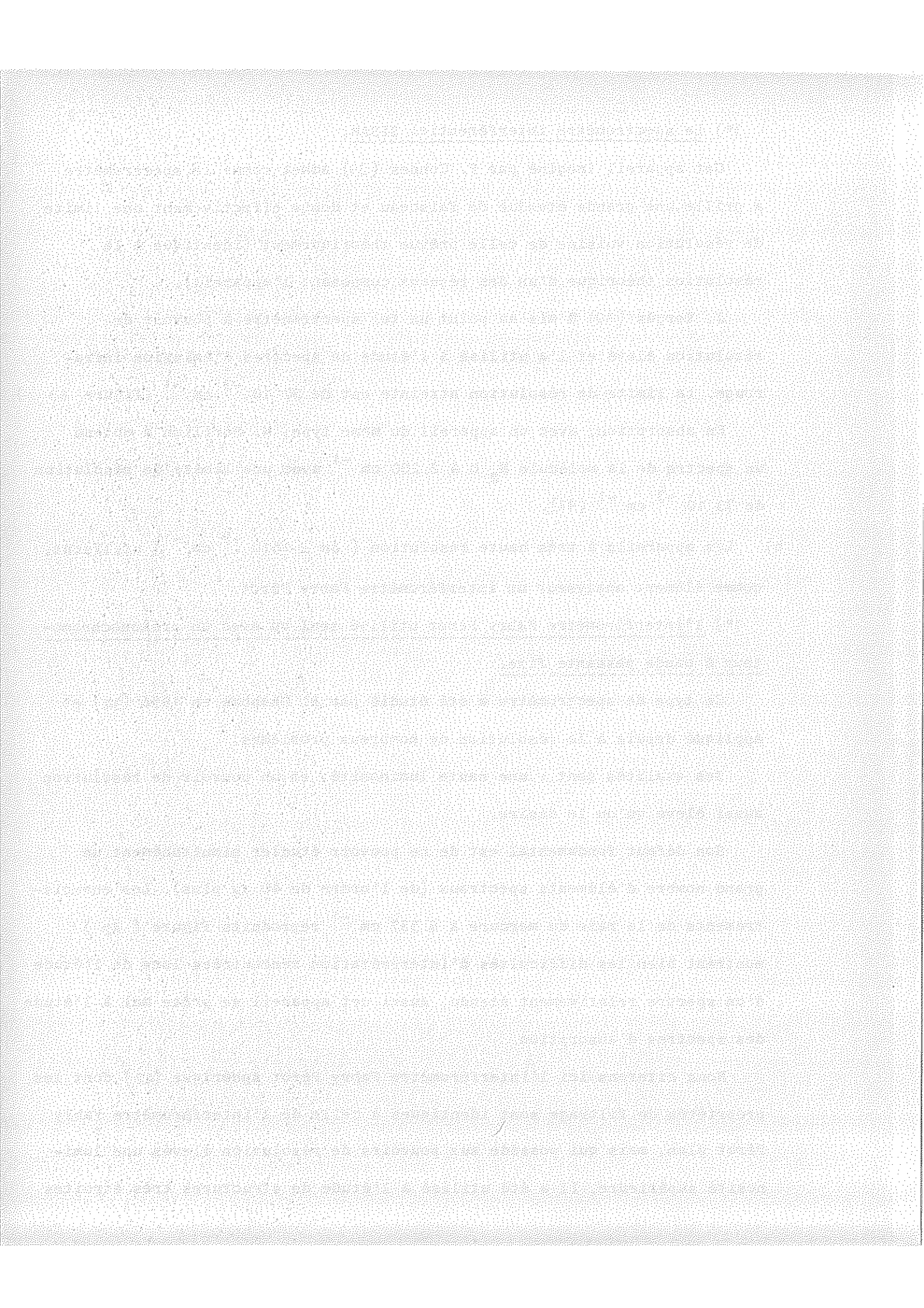
#### 1°) l'interféromètre Fabry Pérot utilisé seul ou avec un prémonochromateur à bande passante fixe.

Ce type de spectromètre a été étudié par R. Chabbal en 1956 (34) et appliqué depuis à la résolution de nombreux problèmes.

Ses qualités sont : une haute luminosité, et un pouvoir de résolution aussi élevé qu'on le désire.

Son défaut fondamental est de ne pouvoir étudier simultanément un grand nombre d'éléments spectraux (de l'ordre de 40 au plus). Les enregistrements de la raie du mercure à  $6.537 \text{ cm}^{-1}$  reproduits figure ( 62 ) montrent bien les difficultés d'interprétation rencontrées lors de l'étude d'un spectre relativement étendu. Aussi cet appareil se prête mal à l'étude des spectres d'absorption.

Nous citerons ici l'interféromètre Fabry Pérot sphérique (42) dont les propriétés de filtrage sont identiques à celle de l'interféromètre Fabry Pérot plan, mais qui possède aux pouvoirs de résolution élevés une luminosité supérieure. Il a été utilisé à l'étude de structures très étroites





à raies très fines (43).

, 2°) Le pepsios

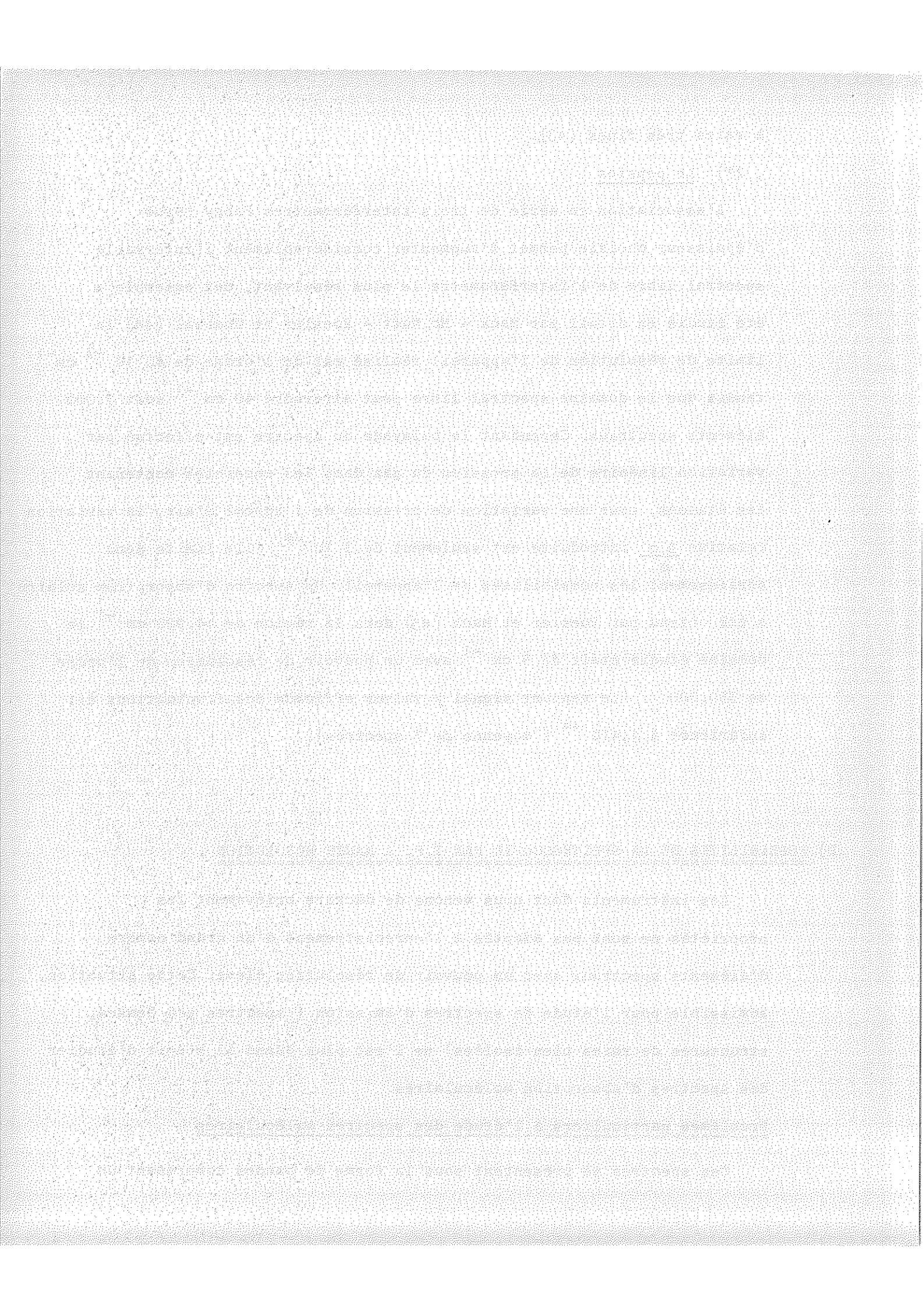
L'association en série de trois interféromètres Fabry Pérot d'épaisseur choisie permet d'augmenter considérablement l'intervalle spectral libre de l'interféromètre le plus résolvant, cet ensemble a été étudié en détail par Mack - Mc Nutt - Roesler et Chabai (44) la limite de résolution de l'appareil réalisé est de l'ordre de  $40 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  tandis que le domaine spectral libre peut atteindre  $40 \text{ cm}^{-1}$  soit 1.000 éléments spectraux. Cependant le balayage du spectre est effectué par variation linéaire de la pression du gaz dans les enceintes contenant les étalons, pour une variation de pression de  $1 \text{ kg/cm}^2$  d'air, la variation relative  $\frac{\Delta \sigma}{\sigma}$  introduite est seulement de  $3 \cdot 10^{-4}$ , Elle limite donc sérieusement les possibilités de l'appareil. Un spectre d'absorption solaire a été obtenu par Roesler et Mack (45) dans la région de  $14.900 \text{ cm}^{-1}$  le domaine étudié était de  $5 \text{ cm}^{-1}$  avec un pouvoir de résolution de l'ordre de 350.000 . Le rapport signal / valeur efficace des fluctuations est inférieure à  $1,410^{-4}$  ( moyenne de 7 spectres).

#### D) POSSIBILITES DE LA SPECTROSCOPIE PAR T.F. A HAUTE RESOLUTION .

Les instruments dont nous venons de décrire brièvement les propriétés ne sont pas adaptés à l'enregistrement d'un grand nombre d'éléments spectraux avec un pouvoir de résolution élevé. Cette situation, admissible pour l'étude de spectres d'émission ( spectres peu denses, structures de raies bien isolées) ne l'est plus quand il s'agit d'étudier des spectres d'absorption moléculaires.

#### Problèmes particuliers à l'étude des spectres moléculaires

Ces spectres se présentent sous la forme de bandes comprenant un



nombre de raies plus ou moins important suivant la complexité de la molécule étudiée. Citons, par exemple, la bande ( $2\nu_1 + \nu_3$ ) de la molécule simple  $N_2O$ , elle s'étend sur un domaine spectral de  $90\text{ cm}^{-1}$  et comprend plus de 110 raies de rotation résolues ; la bande  $\nu_4$  de la molécule plus complexe  $ICH_3$  qui, s'étendant de  $3.000$  à  $3.150\text{ cm}^{-1}$ , comprend environ 1.500 raies.

D'autre part, la largeur des raies d'absorption, à faible pression, est relativement petite. (La largeur Doppler calculée des raies de la molécule  $ICH_3$  à  $3.000\text{ cm}^{-1}$  n'est que de  $310^{-3}\text{ cm}^{-1}$ ) l'étude de tels spectres justifie donc un pouvoir de résolution très élevé et par suite l'enregistrement simultané d'un grand nombre d'éléments spectraux.

Les résultats obtenus en spectroscopie par transformation de Fourier avec enregistrement pas à pas des interférogrammes (30) ont montré que si l'on pouvait construire un interféromètre à très grande différence de marche, les problèmes posés ci-dessus seraient résolus. C'est l'instrument que nous avons mis au point et que nous décrirons au chapitre V. Nous commencerons tout d'abord, par comparer les différentes méthodes du point de vue rapport  $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$  et résolution ; puis, après avoir effectué un rappel de la théorie de l'enregistrement par échantillonnage, nous aborderons le problème de l'influence dans le spectre calculé des diverses erreurs que l'on peut commettre sur la mesure des échantillons de l'interférogramme. Nous examinerons, ensuite, les problèmes que nous ont été posés par la haute résolution et terminerons par la présentation des résultats que nous avons obtenus.

COMPARAISON DES DIFFERENTES METHODES DE SPECTROSCOPIE  
DU POINT DE VUE RAPPORT SIGNAL/BRUIT ET RESOLUTION

A) - METHODE DE COMPARAISON - FACTEUR DE QUALITE.

Dans l'introduction, nous avons examiné brièvement les diverses méthodes de spectroscopie instrumentale utilisées dans l'infrarouge et montré leurs performances; nous allons, dans ce chapitre, les comparer quantitativement, nous référant à chaque fois aux appareils ayant donné les meilleurs résultats.

La méthode de comparaison utilisée jusqu'ici avait été introduite par P. Jacquinet (46) et fut appliquée à l'étude des différents appareils à balayage (Réseau, Fabry-Perot, SISAM,...); elle est basée sur l'étude du produit luminosité X pouvoir de résolution, en fonction du pouvoir de résolution R.

La luminosité L d'un instrument étant définie comme le rapport  $\frac{\Phi}{B}$  du flux reçu par le récepteur à la luminance B de la source.

Cependant, la qualité du spectre obtenu dépend du temps t passé sur chaque élément spectral, variable qui n'intervient pas dans l'expression ci-dessus. Aussi cette méthode de comparaison n'est pas applicable à la spectroscopie par transformation de Fourier, ainsi qu'à toutes les méthodes dont le gain attendu est fondamentalement lié à t.

Nous allons définir un facteur de qualité, non plus à partir du signal reçu par le détecteur (ce qui conduit à la luminosité L),

THE UNIVERSITY OF CHICAGO LIBRARY

540 EAST 57TH STREET, CHICAGO, ILL. 60637

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

STATE OF ILLINOIS

OFFICE OF THE ATTORNEY GENERAL

mais du rapport signal/bruit entre l'amplitude de ce signal mesuré dans le spectre, et la valeur efficace moyenne des fluctuations dues au bruit de détecteur (identique à la racine carrée de la valeur quadratique moyenne de l'amplitude des fluctuations).

Explicitons ce rapport, dans le cas de l'étude d'une source à spectre blanc, de densité spectrale  $B(\sigma)$ , sur un domaine spectral  $\sigma_M - \sigma_m = \sigma_m^M$ , avec un pouvoir de résolution  $R = \frac{\sigma}{\delta\sigma}$ , pendant un temps  $T$ . Le nombre d'éléments spectraux étudié est alors :

$$M = \frac{\sigma_m^M}{\delta\sigma} = \frac{\sigma_m^M}{\sigma} R$$

Si  $B(\sigma) \delta\sigma$  représente l'énergie de la source par élément spectral et unité détendue, l'énergie reçue par le détecteur est :

$$L B(\sigma) \delta\sigma$$

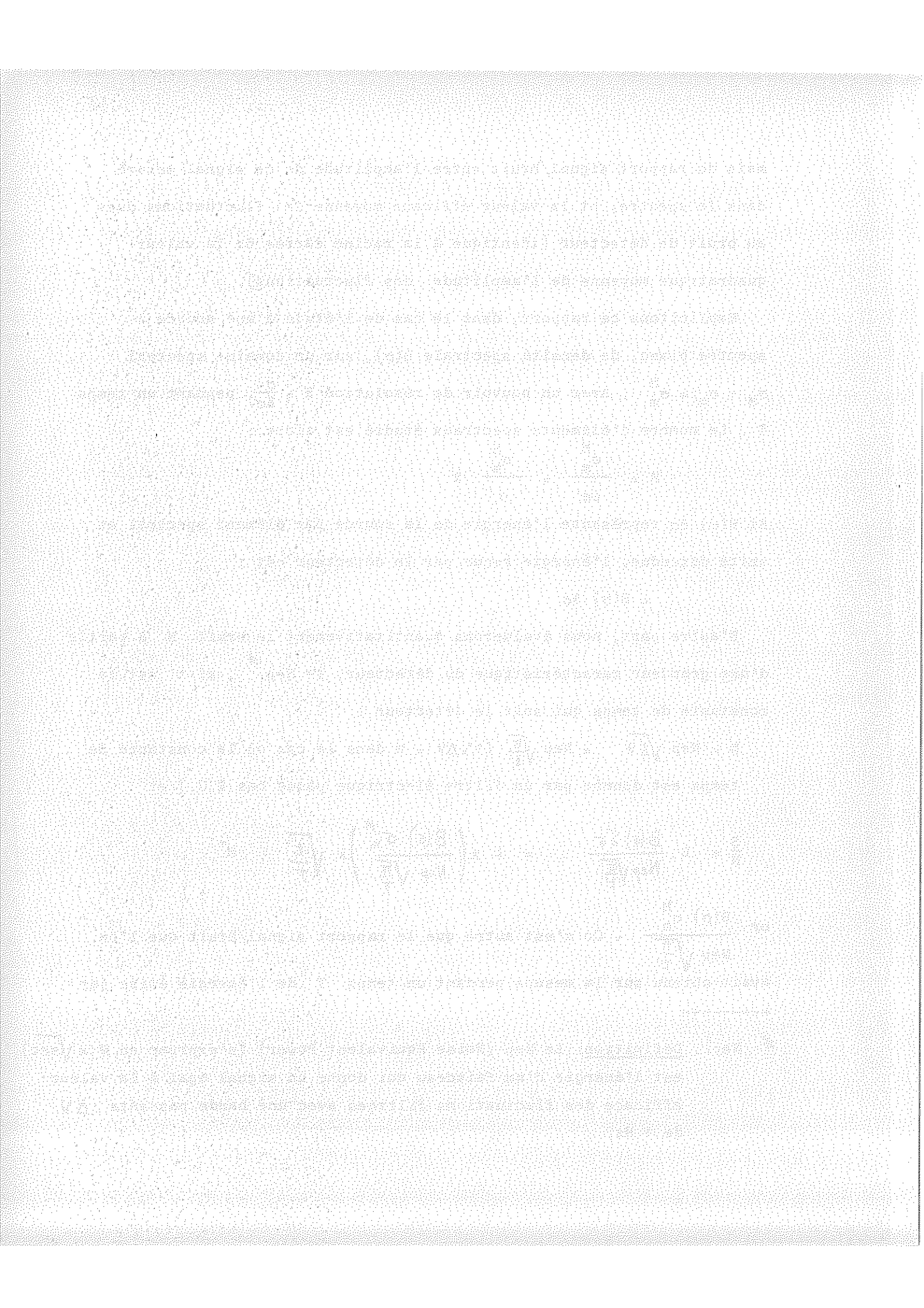
D'autre part, nous évaluerons quantitativement le bruit  $N$  à partir d'une grandeur caractéristique du détecteur, le  $Nep$ \*, si  $t'$  est la constante de temps qui suit le détecteur :

$$N = Nep \sqrt{\Delta\nu} = Nep \sqrt{\frac{\pi}{t'}} \quad (t' \times \Delta\nu = \pi \text{ dans le cas où la constante de temps est donnée par un filtre électrique passe bas R.C.}) \text{ et}$$

$$\frac{S}{N} = L \frac{B(\sigma) \delta\sigma}{Nep \sqrt{\frac{\pi}{t'}}} = L \times \left( \frac{B(\sigma) \sigma_m^M}{Nep \sqrt{\frac{\pi}{T}}} \right) \times \sqrt{\frac{t'}{T}} \quad M^{-1}$$

or  $\frac{B(\sigma) \sigma_m^M}{Nep \sqrt{\frac{\pi}{t'}}$  = Co n'est autre que le rapport signal/bruit que l'on avait obtenu sur la mesure pendant un temps  $T$  de l'énergie émise par

\* Nep.: Définition: Le  $Nep$  (Noise Equivalent Power) (s'exprime en  $W \times \sqrt{\text{sec}}$ ) est l'énergie d'un faisceau qui donne un signal égal à la valeur efficace des fluctuations filtrées avec une bande passante  $\Delta\nu$  de 1 Hz.



la source dans la bande spectrale  $\sigma_m^M$  et par unité d'étendue. Si  $Nep \times \sqrt{\frac{\pi}{T}}$  est l'unité d'information par élément spectral,  $C_0$  représente le nombre d'informations disponible à l'entrée de l'appareil, par unité d'étendue pendant le temps  $T$ .

Il suffit de relier  $C_0$  au nombre  $C = M \times \frac{S}{N}$  d'informations effectivement enregistrées pendant le même temps :

$C = Q C_0$  où nous pouvons définir  $Q$  comme le facteur de qualité de l'instrument qui sera relié à la luminosité par

$$Q = L \sqrt{\frac{t'}{T}} \quad (\text{s'exprime comme } L \text{ en cm}^2 \times \text{stéradian}).$$

## B) - ETUDE COMPARATIVE DES DIVERS INSTRUMENTS DE SPECTROSCOPIE.

### 1/. Les spectromètres à réseau.

Considérons un spectromètre à réseau monté en Littrow possédant les caractéristiques suivantes :

- a) un réseau de largeur  $L$ , de hauteur  $l$ , travaillant sous l'incidence  $i$  avec une efficacité  $\gamma$ .
- b) deux fentes, d'entrée et de sortie de même largeur spectrale:  $\delta\sigma = \frac{d\sigma}{di} \delta i$  ( $\frac{d\sigma}{di}$  représentant la dispersion angulaire du réseau), et de hauteur angulaire  $\theta$ .

Si l'entrée du spectromètre est éclairée par une source de répartition spectrale  $B(\sigma)$ , le flux lumineux sortant est :

$$\Phi = \gamma B(\sigma) \delta\sigma \times l \times L \cos i \delta i \theta$$

soit, en faisant intervenir le pouvoir de résolution  $R = \frac{\sigma}{\delta\sigma} = \frac{2Tgi}{\delta i}$

$$L = 2\gamma \frac{L l \theta \sin i}{R}$$

D'autre part, dans les appareils à balayage,  $t'$  ne peut être supérieur à  $t$  (temps passé sur un élément spectral), et à l'optimum nous avons :  $t' = t$ , et



in order to be able to do this, it is necessary to have a good knowledge of the subject matter. This is why it is important to have a good knowledge of the subject matter.

The first step in the process is to identify the problem. This is done by asking a series of questions. The next step is to gather information. This is done by reading books, articles, and other sources. The third step is to analyze the information. This is done by comparing and contrasting the information. The fourth step is to synthesize the information. This is done by putting the information together to form a new whole.

The final step in the process is to present the information. This is done by writing a report or giving a presentation. The report should be clear, concise, and easy to understand. The presentation should be interesting and informative.

It is important to remember that the process of learning is a continuous one. It is never finished. We are always learning new things and growing as individuals. This is why it is important to keep learning and to stay curious.

Learning is a process that takes time and effort. It is not something that can be done overnight. It is a process that requires patience and persistence. It is a process that is worth the effort.

Learning is a process that is essential for our growth and development. It is a process that allows us to understand the world around us and to improve ourselves. It is a process that is worth the effort.

Learning is a process that is essential for our growth and development. It is a process that allows us to understand the world around us and to improve ourselves. It is a process that is worth the effort.

$$\sqrt{\frac{t'}{T}} = \sqrt{\frac{t}{T}} = \sqrt{\frac{1}{M}}$$

d'où :

$$Q = 2 \frac{L l \theta \sin i}{R} \sqrt{\frac{1}{M}}$$

dans le cas de l'étude d'un domaine spectral  $\sigma_m^M$  bien déterminé

$$M = \frac{\sigma_m^M}{\sigma}$$

et

$$Q = 2 L l \theta \sin i \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_m^M}} R^{-3/2}$$

Si l'on effectue  $n$  passages sur le réseau, le calcul montre que  $Q$  est multiplié par  $n\gamma^{n-1}$ .

#### Exemple numérique:

Spectromètre utilisé par Hunt, Robertson, Plyler (37)

$$L = 20 \text{ cm} , \quad l = 10 \text{ cm} , \quad \theta = \frac{1,2}{300} , \quad \sin i = 0,6 , \quad \gamma = 0,7$$

$$\text{Simple passage } Q = 0,67 \text{ cm}^2 \times \text{stéradian} \times \frac{\sigma}{\sigma_m^M} R^{-3/2}$$

$$\text{Double passage } Q = 0,94 \text{ cm}^2 \times \text{stéradian} \times \frac{\sigma}{\sigma_m^M} R^{-3/2}$$

$$\text{Quadruple passage } Q = 1 \text{ cm}^2 \times \text{stéradian} \times \frac{\sigma}{\sigma_m^M} R^{-3/2}$$

Le gain, par rapport à l'utilisation en double passage, n'est pas sensible, seulement la résolution maximum théorique est doublée, ce qui lui confère des avantages aux résolutions élevées.

#### 2/. Le spectromètre Fabry-Perot.

Les conditions optimales d'utilisation de ce spectromètre sont obtenues lorsque le diaphragme d'entrée est vu de l'interféromètre sous un angle solide  $\Omega$ , tel que :  $\Omega R_o = 2\pi$ . On a alors :  $R = 0,7 R_o$

$$\text{et} \quad L = \gamma S \Omega = \frac{1,4 \pi \gamma S}{R}$$

$$\text{d'où} \quad Q = \frac{1,4 \pi \gamma S}{R} \times \sqrt{\frac{1}{M}} = 1,4 \pi \gamma S \sqrt{\frac{\sigma_M}{\sigma_m}} R^{-3/2}$$

Exemple numérique :

$$\gamma = 0,7 \quad S = \pi \times (3\text{cm})^2 \quad \text{et} \quad Q = 87 \text{ cm}^2 \times \text{Ster.} \times \frac{\sigma_M}{\sigma_m} R^{-3/2}$$

Afin d'augmenter l'intervalle spectral libre d'un spectromètre Fabry-Perot, on lui associe un prémonochromateur qui peut être soit un appareil à réseau, soit d'autres interféromètres Fabry-Perot dont on déplace la bande passante en synchronisme avec celle de l'étalon primaire.

Dans le cas d'un prémonochromateur à réseau, il est montré que l'étendue de celui-ci ne peut pas (à pouvoir de résolution donné) couvrir celle de l'interféromètre Fabry-Perot (34); il s'en suivra donc une perte de luminosité supplémentaire qui s'ajoutera à celle due au rendement des réseaux.

Dans le cas d'une chaîne d'interféromètres Fabry-Perot, l'étendue de l'interféromètre primaire est conservée, seulement la luminosité de l'ensemble est fortement réduite par le produit des facteurs de transmission de chacun d'eux (44).

### 3/. Le spectromètre SISAM.

Ce spectromètre possède les caractéristiques de dispersion des réseaux, mais sa luminosité est comparable à celle de l'interféromètre Fabry-Perot; elle est donnée par la même relation :

$$L = \gamma S \Omega \quad \text{avec} \quad \Omega = \frac{2\pi}{R_0}$$

$$\text{et} \quad Q = 1,4 \pi \gamma S \sqrt{\frac{\sigma_M}{\sigma_m}} R^{-3/2}$$

Exemple numérique.

Spectromètre composé de réseaux de dimensions 20 cm x 10 cm , travaillant dans le blaze à 60° environ. La limite de résolution est de  $2710^{-3} \text{ cm}^{-1}$  , et

$$L = 154 \times \frac{1}{R} \text{ cm}^2 \times \text{st}^{\circ}$$

$$Q = 154 \text{ cm}^2 \times \text{stéradian} \sqrt{\frac{\sigma_M}{\sigma_m}} R^{-3/2}$$

#### 4/. Le spectromètre à grille.

La luminosité de cet instrument est indépendante de la résolution

Si  $s$  est la surface de la grille :

$$S = L \cos i \text{ la section du faisceau sur le réseau}$$

$$f = \text{la focale du spectromètre}$$

Nous aurons :

$$L = \gamma \frac{s \cdot S}{f^2}$$

$$\text{et } Q = \gamma \frac{s \cdot S}{f^2} \times \sqrt{\frac{\sigma_M}{\sigma_m}} R^{-1/2}$$

Exemple numérique :

$$s = 9 \text{ cm}^2 \quad S = 100 \text{ cm}^2 \quad f = 200 \text{ cm}$$

$$\gamma = 0,3 \text{ (en tenant compte du facteur } 1/2 \text{ de transmission de la grille)}$$

d'où :

$$L = 7,10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ stéradian}$$

$$\text{et } Q = 7,10^{-3} \sqrt{\frac{\sigma_M}{\sigma_m}} R^{-1/2}$$

L'étendue de faisceau admise par ce type de spectromètre est limitée par les aberrations du système optique, dont l'astigmatisme du réseau qui limitera, pour une exploration  $\Delta \sigma$  d'un spectre donné , les dimensions de la grille.

5/. Le spectromètre par transformation de Fourier.

L'angle solide du faisceau accepté par l'interféromètre de Michelson est donné par la même relation que pour le spectromètre Fabry-Perot (15)

$$\Omega R_0 = 2 \pi .$$

Dans ces conditions,  $R = 0,85 R_0$  et

$$L = \gamma S \Omega = 1,7 \pi \frac{\gamma S}{R}$$

D'autre part, le signal reçu est intégré pendant toute la durée de la mesure, ce qui conduit à un gain  $\sqrt{\frac{M}{2}}$  par rapport aux autres méthodes, d'où l'expression de Q :

$$Q = \frac{1,7 \pi \gamma S}{2} R^{-1}$$

Exemple numérique :

Dans l'appareil que nous avons utilisé,  $S = 3 \text{ cm}^2$ , ce qui conduit à :

$$Q = 8 \times R^{-1} \text{ cm}^2 \times \text{stéradian}$$

(La luminosité de l'interféromètre peut être considérablement accrue par l'utilisation de systèmes optiques de plus grand diamètre, et n'est nullement une valeur limite difficile à dépasser, comme pour les réseaux. Un nouvel interféromètre, en construction, possèdera une section de faisceau  $S \simeq 50 \text{ cm}^2$ ).

C) - CONCLUSION ET REMARQUES.

Nous ferons ici deux remarques fondamentales concernant l'utilisation de ces appareils.

a)- Nous avons considéré uniquement le cas de l'enregistrement d'un spectre d'absorption infrarouge utilisant un détecteur présentant un bruit propre indépendant du signal. Dans le cas de l'étude de spectres d'absorption (dans le visible ou le proche infrarouge), pour laquelle les photomultiplicateurs sont utilisables, le gain relatif des différentes

Facteur de qualité des spectromètres en fonction du pouvoir de résolution

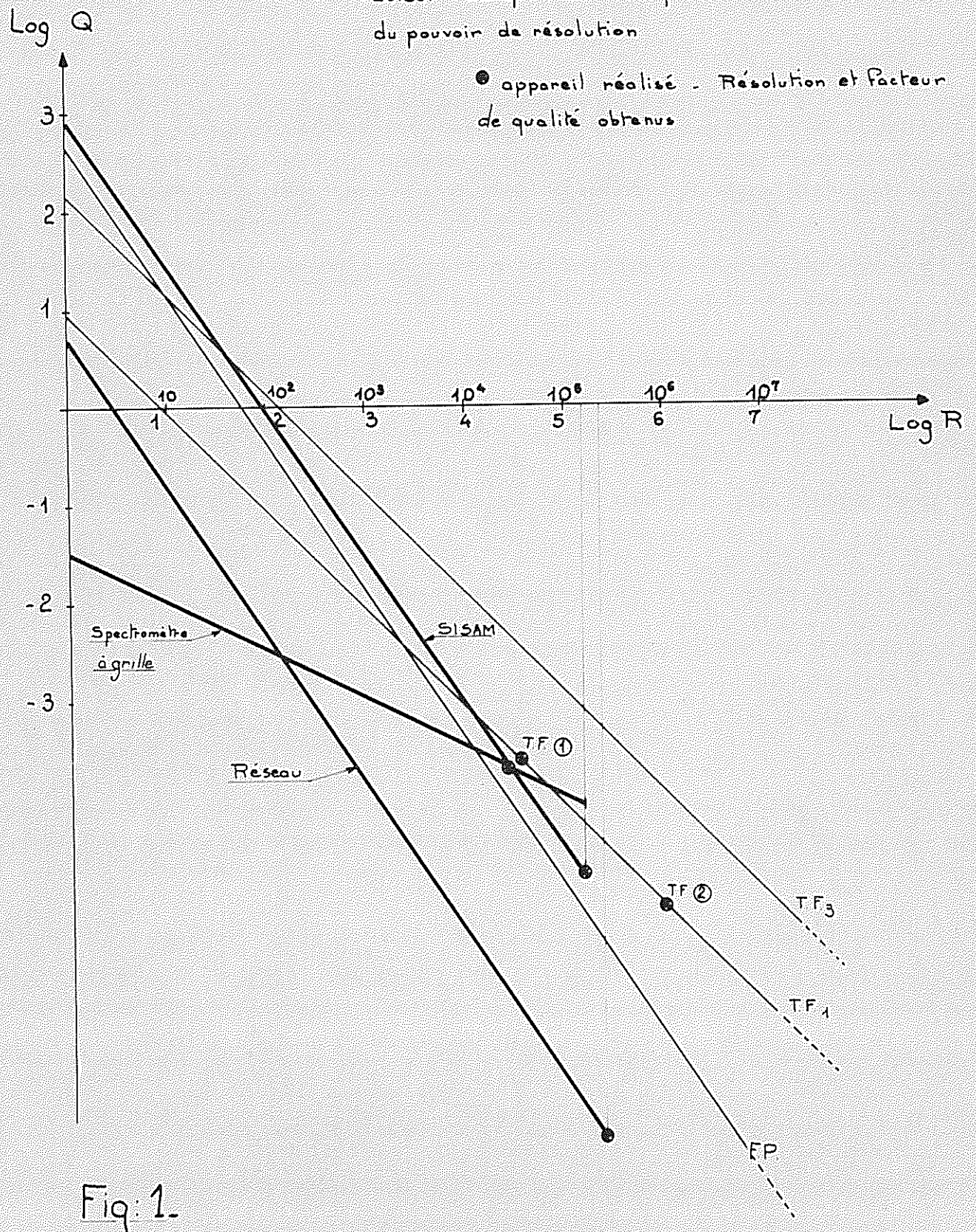


Fig: 1-

méthodes est totalement modifié. Nous n'en ferons pas une analyse détaillée. Nous dirons seulement que, par rapport aux spectromètres à balayage (réseau F.P.), les appareils dont le détecteur reçoit simultanément le flux lumineux de plusieurs éléments spectraux ( $m$ ) : appareil à grille, SISAM, sont défavorisés, tandis que la spectroscopie par transformation de Fourier ( $m = M$ ) n'apporte plus de gain fondamental (le gain étant divisé par  $\sqrt{m}$ ).

b)- Nous avons supposé que l'étendue du faisceau à analyser était illimitée. Ce n'est plus le cas lorsqu'il s'agit, par exemple, d'étudier des spectres stellaires, et l'intérêt des appareils présentant un gain lié à leur grande luminosité (SISAM, spectromètre à grille, F.P.) décroît alors très vite.

Nous avons porté dans le graphique (fig.1)  $\text{Log} Q$  comme une fonction de  $\text{Log} R$  dans le cas particulier des appareils cités ci-dessus, et pour l'étude d'un domaine spectral d'environ  $160 \text{ cm}^{-1}$  au voisinage  $\sigma = 4000 \text{ cm}^{-1}$

$$\left( \sqrt{\frac{\sigma_M}{\sigma_m}} = 5 \right).$$

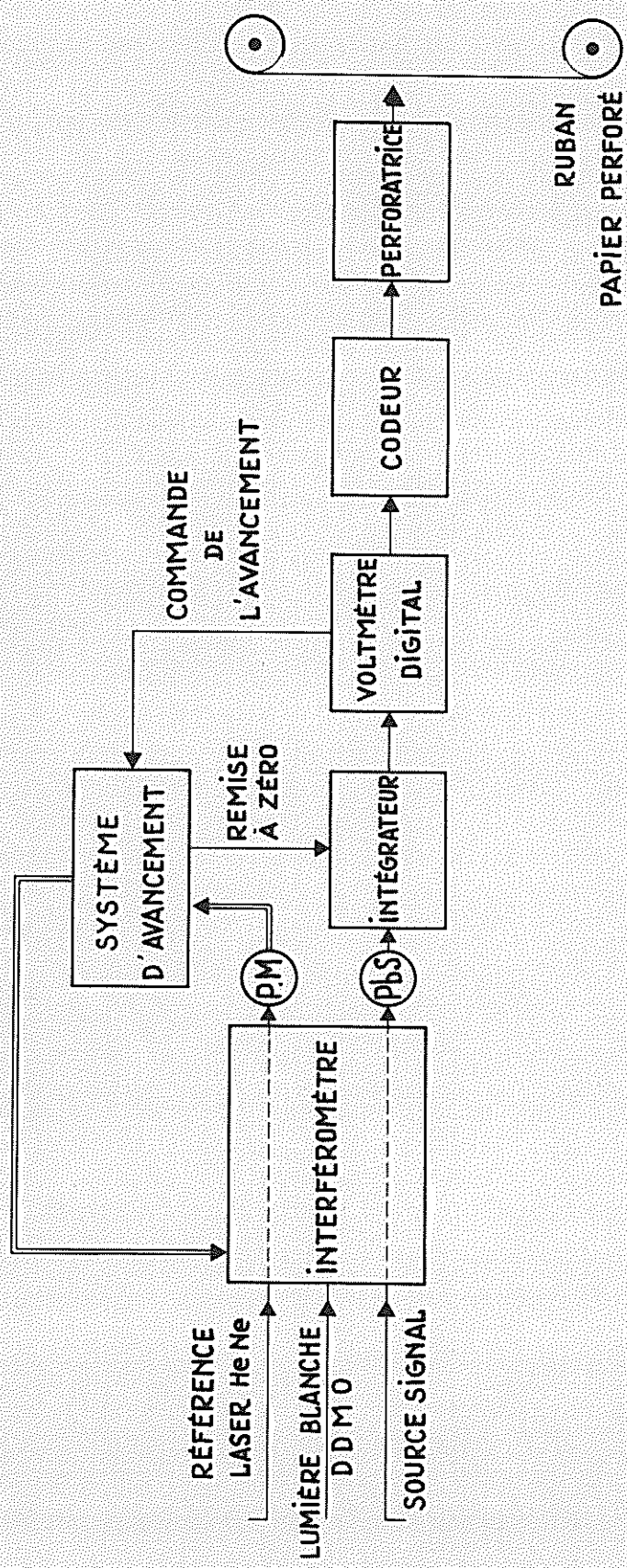


Fig 2 - Schéma général du spectromètre par Transformation de Fourier



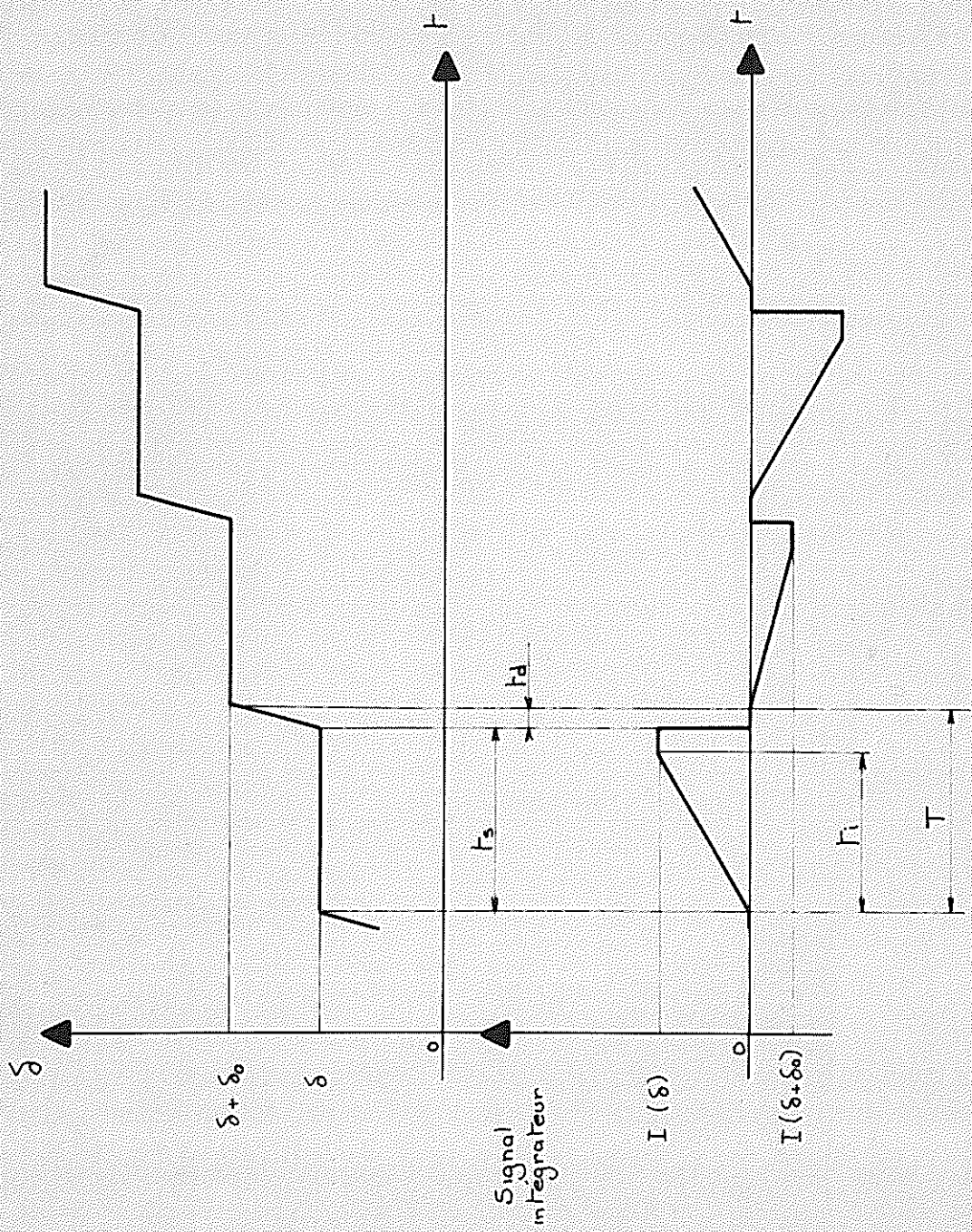


Fig.3.Variation de la d.d.m. en fonction du temps et signal donné par l'intégrateur

## ENREGISTREMENT D'UN SPECTRE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER

### A) - RAPPEL DU PRINCIPE DE L'ENREGISTREMENT PAS A PAS D'UN INTERFEROGRAMME.

La méthode d'enregistrement pas à pas d'un interférogramme que nous avons utilisée est schématisée par le bloc diagramme (fig. 2) qui représente les fonctions essentielles mises en oeuvre.

Un interféromètre de Michelson donne d'une source de répartition spectrale  $B(\sigma)$  un signal  $I(\delta)$  fonction de la différence de marche  $\delta$  entre ses bras. Cette différence de marche est contrôlée par une source monochromatique de référence (longueur d'onde  $\lambda_0$ ), et est asservie à rester constante pendant un temps  $t_s$ . Durant ce temps, le signal  $I(\delta)$  est intégré (fig. 3) (temps  $t_i$ ), et le résultat de l'intégration est enregistré sur une bande de papier perforé par l'intermédiaire d'un voltmètre digital et d'un encodeur. Nous avons ainsi enregistré un point de l'interférogramme :  $I(\delta)$ .

La lecture du voltmètre étant faite, celui-ci délivre une impulsion qui commande au système d'avancement le passage de la différence de marche de  $\delta$  à  $\delta + \delta_0$  où  $\delta_0 = n \lambda_0$ . L'interféromètre stationne à cette nouvelle valeur et le cycle des opérations recommence comme le montre la figure 3.

Le changement de différence de marche s'effectue en un temps  $t_d$ , ce qui explique l'allure de la courbe  $\delta(t)$ .

L'interférogramme, représenté sur la bande de papier perforé par une suite de valeurs  $I(0)$ ,  $I(\delta_0)$ , ...,  $I(p\delta_0)$ , est traité ensuite par un ordinateur IBM 7040 à l'aide d'un programme de calcul mis au point par J. Connes.

Nous allons étudier maintenant plus en détail les éléments de la voie signal, notamment en ce qui concerne le signal optique et sa détection,

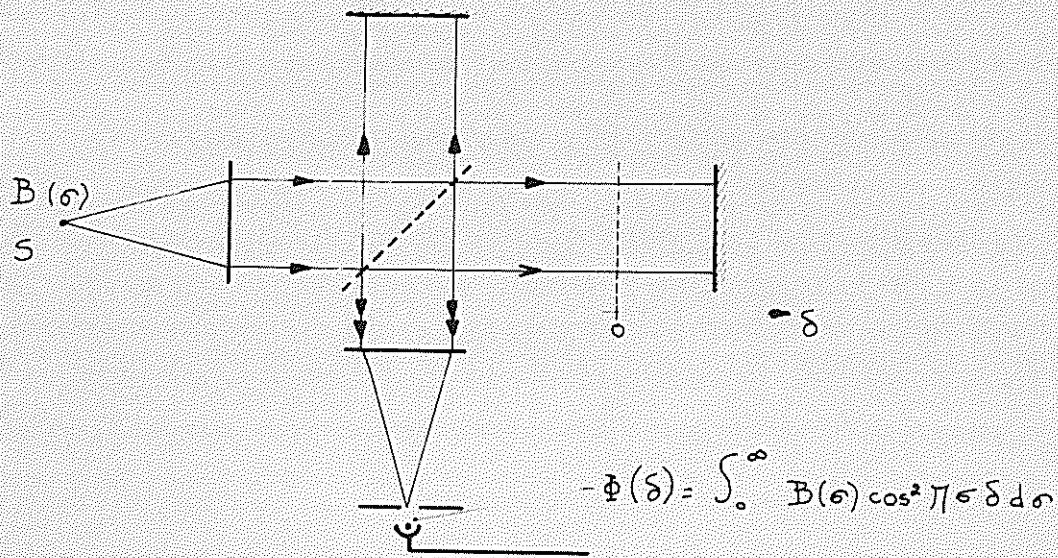


Fig: 4. Interféromètre de Michelson.

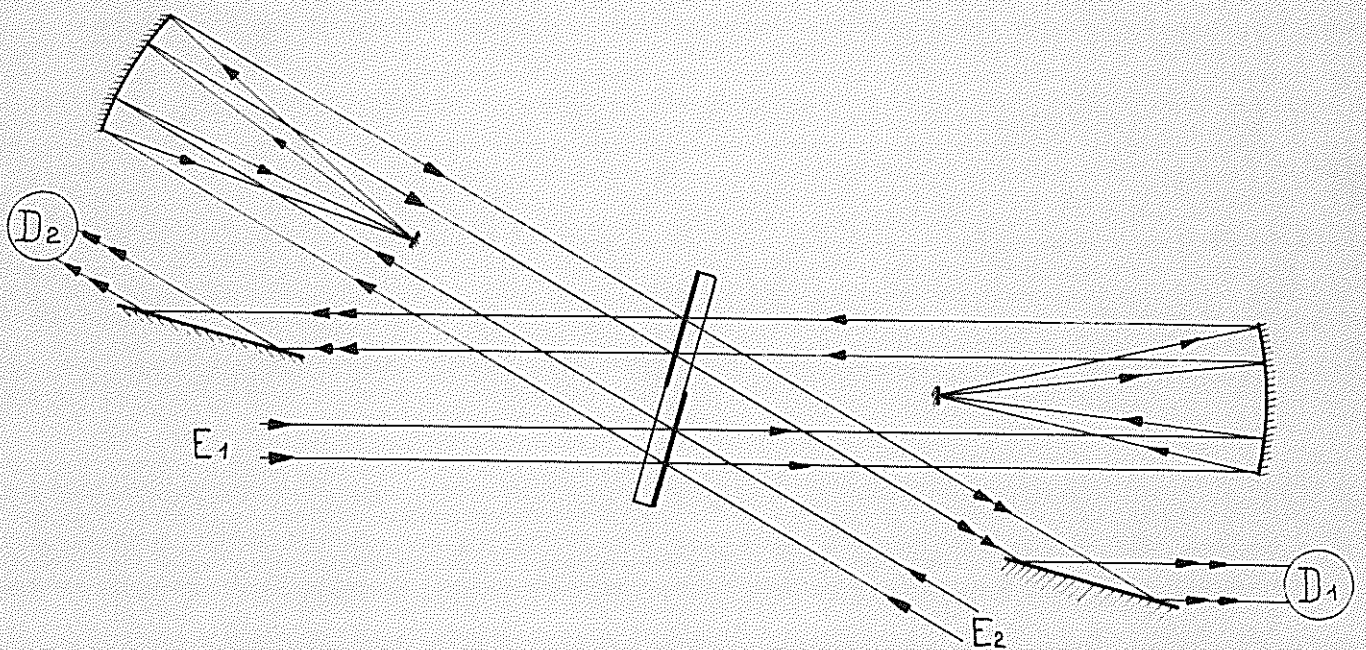


Fig: 5. Interféromètre à "œil de chat".

les conséquences de l'échantillonnage d'un interférogramme, et la fonction d'appareil ainsi obtenue.

### B) - LE SIGNAL OPTIQUE ET SA DETECTION.

Si un interféromètre de Michelson est éclairé par une source de répartition spectrale  $B(\sigma)$ , un détecteur placé au centre des anneaux à l'infini (fig.4)

verra un flux lumineux  $\Phi_t$  fonction de la différence de marche  $\delta$  :

$$\Phi_t(\delta) = \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos^2 \pi \sigma \delta \, d\sigma = \Phi_0 + \Phi_1(\delta)$$

avec  $\Phi_0 = 1/2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \, d\sigma$  terme constant

et  $\Phi_1(\delta) = 1/2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 2 \pi \sigma \delta \, d\sigma$

Ce second terme  $\Phi_1(\delta)$  est, à un facteur constant près, la transformée de Fourier en cos. de  $B(\sigma)$  et est seul utilisé à la reconstitution du spectre  $B(\sigma)$ .

Dans l'interféromètre effectivement utilisé (fig. 5), les miroirs plans ont été remplacés par des systèmes "oeil de chat" (33), ce qui permet d'isoler facilement le faisceau réfléchi par l'interféromètre du faisceau incident. Le flux lumineux réfléchi  $\Phi_r$  est complémentaire du flux transmis:

$$\Phi_r = \Phi_0 - \Phi_1(\delta).$$

Le flux lumineux  $\Phi(\delta)$  est reçu par un détecteur I.R. Ces détecteurs présentant un bruit en  $1/f$ , le flux à mesurer est modulé, et le signal alternatif à la sortie de réception constitue, après détection, l'interférogramme  $I(\delta)$ .

Deux types de modulation sont utilisés :

- l'un portant sur l'énergie émise par la source, appelé modulation d'amplitude; elle est obtenue grâce à un modulateur extérieur à l'interféromètre (par exemple : disque tournant),

- l'autre portant sur la différence de marche peut être appelé "modulation interne" de l'interféromètre.

Ils donnent naissance à des interférogrammes différents que nous allons maintenant étudier.

### 1/. Modulation d'amplitude.

Ce type de modulation est le premier qui fut appliqué (11-26). Le faisceau à analyser est envoyé alternativement et à une cadence d'une centaine de Hertz sur l'une et l'autre des deux entrées de l'interféromètre  $E_1$ ,  $E_2$  (fig. 5) à chacune des deux sorties, est placé un détecteur ( $D_1$  et  $D_2$ ) qui reçoit un flux lumineux variant entre les valeurs  $\Phi_0(\delta) - \Phi_1(\delta)$  et  $\Phi_0 + \Phi_1(\delta)$ . Ainsi, l'amplitude du signal alternatif que donne un détecteur est théoriquement proportionnelle à  $\Phi_1(\delta)$ . Les deux détecteurs sont, d'autre part, reliés électriquement de telle façon que leurs signaux se retranchent. Pratiquement, les quatre voies de l'interféromètre (entrée  $E_1$ , sortie  $D_1$ ; entrée  $E_1$ , sortie  $D_2$ ; entrée  $E_2$ , sortie  $D_1$ ; entrée  $E_2$ , sortie  $D_2$ ), ne sont jamais identiques et il apparaît toujours dans le signal un fond continu dû à  $\Phi_0$ . Ce terme, s'il est parfaitement constant, est sans effet sur le spectre calculé et peut être considéré comme nul; par contre, s'il est fluctuant, ses fluctuations viendront s'ajouter au signal et contribueront à donner dans le spectre des erreurs importantes. Considérant ce terme comme nul, le signal enregistré  $I(\delta)$  est, à un facteur constant près, égal à:

$$\int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 2 \pi \sigma \delta \, d\sigma$$

qui peut s'écrire :

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} B_p(\sigma) e^{2 \pi j \sigma \delta} \, d\sigma$$

en appelant  $B_p(\sigma)$  la partie paire du spectre  $B(\sigma)$

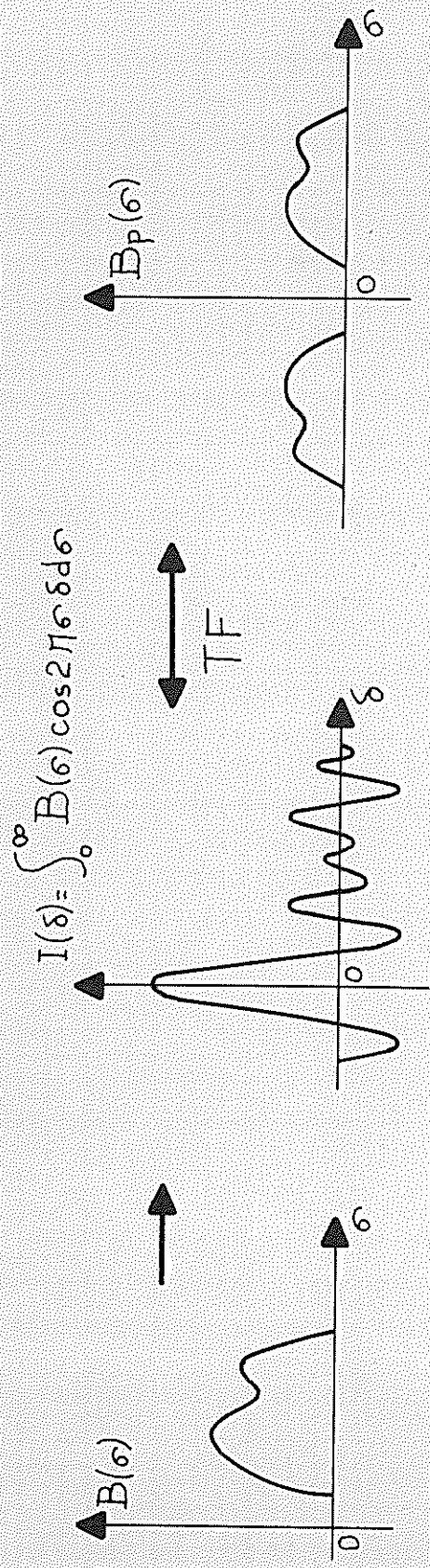


Fig.6-Relation entre l'interférogramme et le spectre.

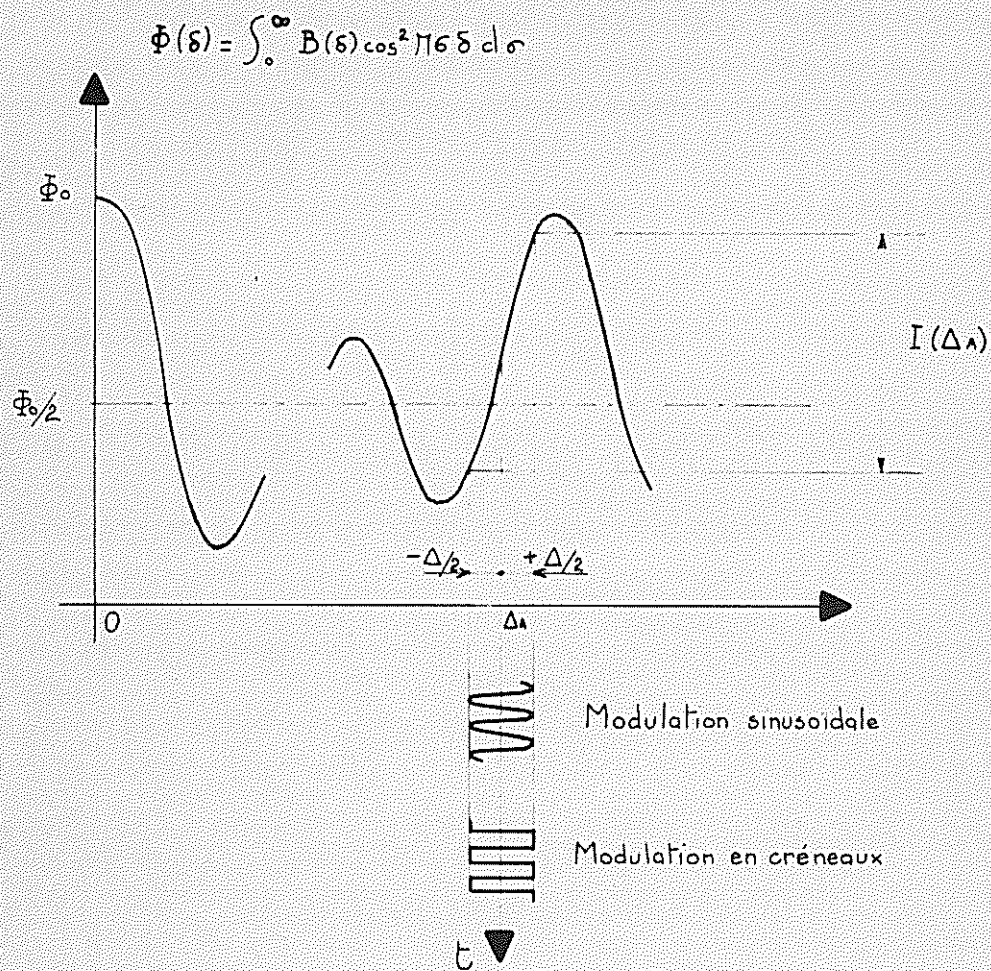


Fig.7. Echantillon d'un interférogamme obtenu par modulation interne.

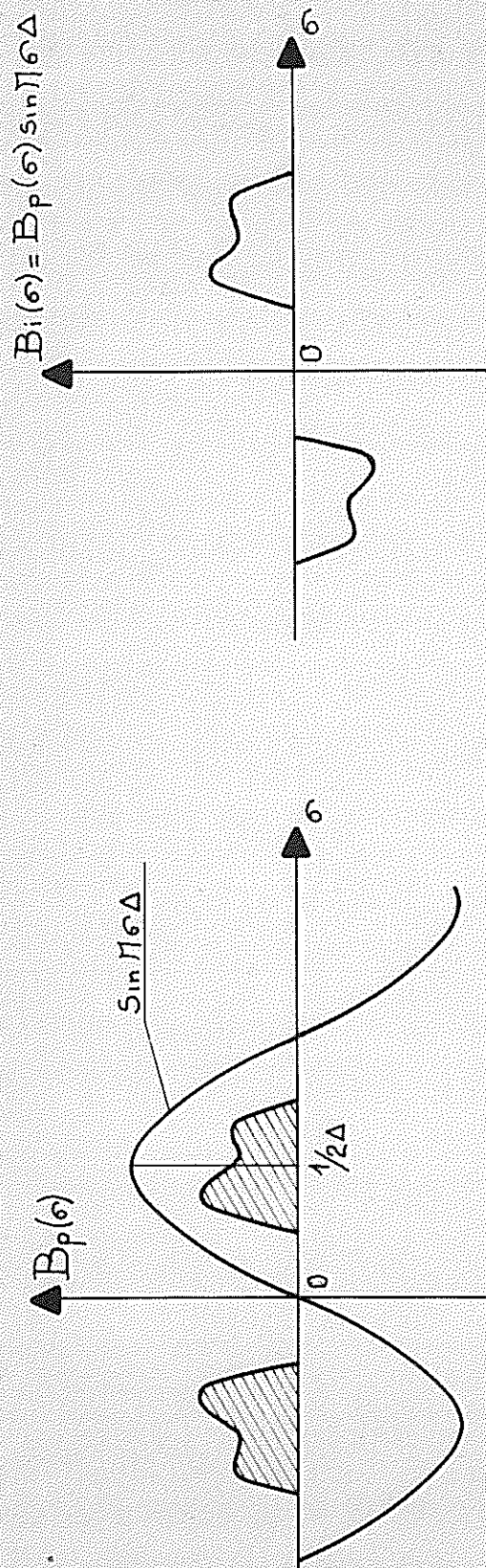


Fig. 8. Transformée de Fourier d'un interférogramme enregistré en modulation interne. (Modulation en créneaux).



Le spectre  $B_p(\sigma)$  s'obtient alors en effectuant la transformée de Fourier inverse (fig. 6), qui se réduit dans le cas présent à une T.F. en cosinus :

$$B_p(\sigma) = \int_0^{\infty} I(\delta) \cos 2 \pi \sigma \delta \, d\delta$$

## 2/. Modulation interne.

Ce type de modulation a été utilisé pour les enregistrements de spectres astronomiques par P. Connes et J.P. Maillard (30), et a été étudié en détail par J.P. Maillard (31). En chaque valeur  $\Delta_A$  de la différence de marche, celle-ci subit une modulation qui peut être :

- soit sinusoidale :  $\delta = \Delta_A + \Delta \cos \Omega t$
- soit en forme de créneaux (fig. 7), la différence de marche passant successivement de la valeur  $\Delta_A - \frac{\Delta}{2}$  à la valeur  $\Delta_A + \frac{\Delta}{2}$ , la valeur de l'interférogramme  $I(\Delta_A)$  s'obtient alors par démodulation synchrone du signal alternatif donné par le récepteur.

Dans le cas d'une modulation en créneaux (modulation que nous avons choisie pour l'interféromètre à haute résolution)  $I(\delta)$  est à chaque instant proportionnel à  $\Phi(\delta + \frac{\Delta}{2}) - \Phi(\delta - \frac{\Delta}{2})$  (fig. 7), soit à :

$$j \int_{-\infty}^{+\infty} B_p(\sigma) \sin \pi \sigma \Delta e^{2 \pi j \sigma \delta} \, d\sigma$$

La transformée inverse de  $I(\delta)$  se réduit à une transformée de Fourier en sinus, et le résultat obtenu est une fonction impaire :

$$B_i(\sigma) = B_p(\sigma) \times \sin \pi \sigma \Delta$$

Le spectre se trouve multiplié par une fonction de filtrage  $\sin \pi \sigma \Delta$  (fig. 8) dont on centre un maximum au mieux sur le domaine spectral étudié, en choisissant une valeur convenable de  $\Delta$ .

L'avantage de cette méthode est de faire disparaître le fond continu dans l'interférogramme, et par suite de supprimer toutes ses fluctuations.

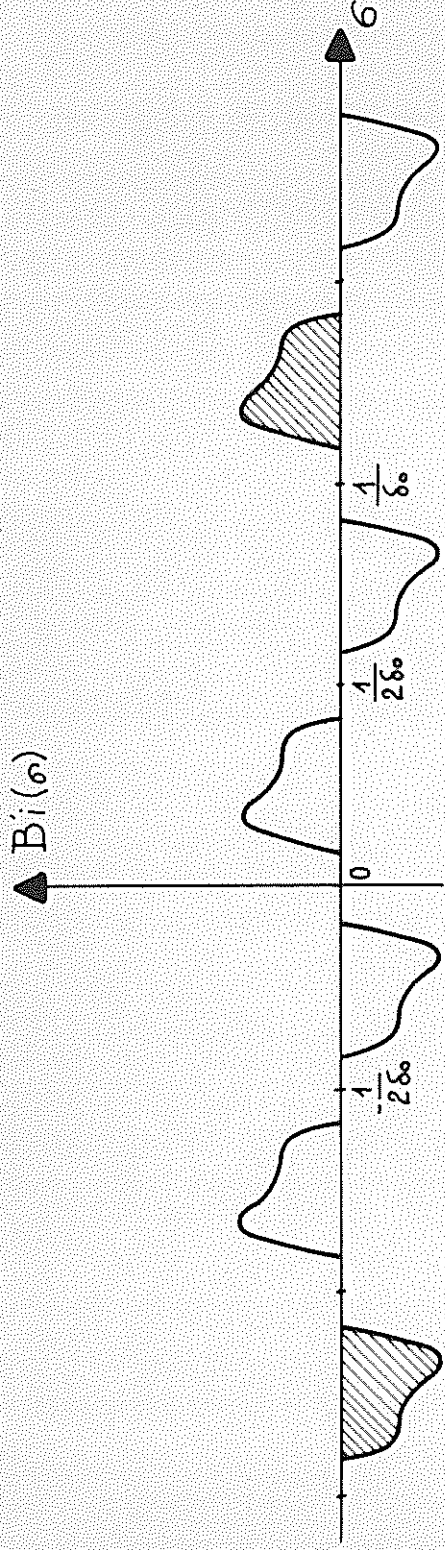


Fig: 9. Transformée de Fourier d'un interférogramme échantillonné avec le pas  $\delta_0$ . (En hachuré: fonction  $B_i(\sigma)$  à partir de laquelle la fonction périodique  $B'_i(\sigma)$  a été obtenue).

C) - ECHANTILLONNAGE.

Nous rappellerons seulement ici les résultats relatifs à l'échantillonnage d'un interférogramme, ce sujet ayant été traité en détail à maintes reprises ( 15 - 24 - 26 )

La transformée de Fourier de la suite de nombres  $I(n \delta_0) = I_n$  (interférogramme échantillonné avec un pas  $\delta_0$  tel qu'il est donné par l'enregistrement pas à pas (paragr. A)), est une fonction périodique de période  $\frac{1}{\delta_0}$  (fig. 9 ) qui se déduit de  $B_p(\sigma)$  ou de  $B_p(\sigma) \sin \pi \sigma \Delta$  par une convolution avec un peigne de Dirac de pas  $\frac{1}{\delta_0}$ .

Le spectre se reproduira sans recouvrements si  $\delta_0$  est choisi de telle façon que :

$$B_p(\sigma) \equiv 0 \quad \text{pour} \quad |\sigma| > \frac{P+1}{2\delta_0} \quad \text{et} \quad |\sigma| < \frac{P}{2\delta_0}$$

Il existe alors entre le spectre  $B'_p(\sigma)$ , pris entre les valeurs

$\left[ -\frac{1}{2\delta_0}, +\frac{1}{2\delta_0} \right]$  et les  $I(n \delta_0)$  les relations classiques des séries de Fourier :

$$I(n \delta_0) = I_n = \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} B'_p(\sigma) e^{-2 \pi j \sigma n \delta_0} d\sigma$$

et

$$B'_p(\sigma) = \delta_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I(n \delta_0) e^{2 \pi j \sigma n \delta_0}$$

Si  $B'_i(\sigma)$  est la fonction impaire caractéristique de la modulation interne, ces relations se réduiront à :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_n = \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} B'_i(\sigma) \sin 2 \pi \sigma n \delta_0 d\sigma \\ B'_i(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_0^{\infty} I_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0 \end{array} \right.$$

C'est ce dernier système d'égalités que nous utiliserons au cours des

chapitres suivants, et nous appliquerons le théorème des convolutions sous la forme suivante :

Soient  $I(n \delta_0)$  et  $J(n \delta_0)$  deux suites de Fourier

$B(\sigma)$  et  $C(\sigma)$  les spectres correspondants

Le spectre correspondant à la série  $I(n \delta_0) J(n \delta_0)$  sera :

$$\text{TF} (I_n J_n) = B(\sigma) * C(\sigma) = \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} B(\sigma) C(\sigma - \sigma_0) d\sigma \quad (1)$$

Nous utiliserons également la relation de Parseval :

$$\text{Si : } B(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_{n=0}^{\infty} I_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

$$\text{alors : } \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} B^2(\sigma) d\sigma = 2 \delta_0 \sum_{n=0}^{\infty} I_n^2 \quad (2)$$

relation qui peut facilement être déduite de la précédente .

#### D) LF SPECTRE - FONCTION APPAREIL.

Le spectre est donné par la somme de Fourier :

$$\sum_{n=0}^{\infty} I_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

Cependant, le calcul n'est effectué que pour  $0 \leq n \leq N$ , ce qui nous amène à considérer une fonction d'appareil. La relation (1) du paragraphe précédent montre, en effet, que si l'interférogramme est multiplié par  $I(n \delta_0)$  définie par:

$$J(n \delta_0) = 1 \text{ pour } |n| \leq N$$

$$= 0 \text{ ailleurs}$$

Le spectre est convolué par une fonction

$$A(\sigma) = \delta_0 + 2 \delta_0 \sum_{n=0}^N \cos 2 \pi n \delta_0 \sigma = \delta_0 \frac{\sin 2 \pi (N + \frac{1}{2}) \delta_0 \sigma}{\sin \pi \delta_0 \sigma}$$

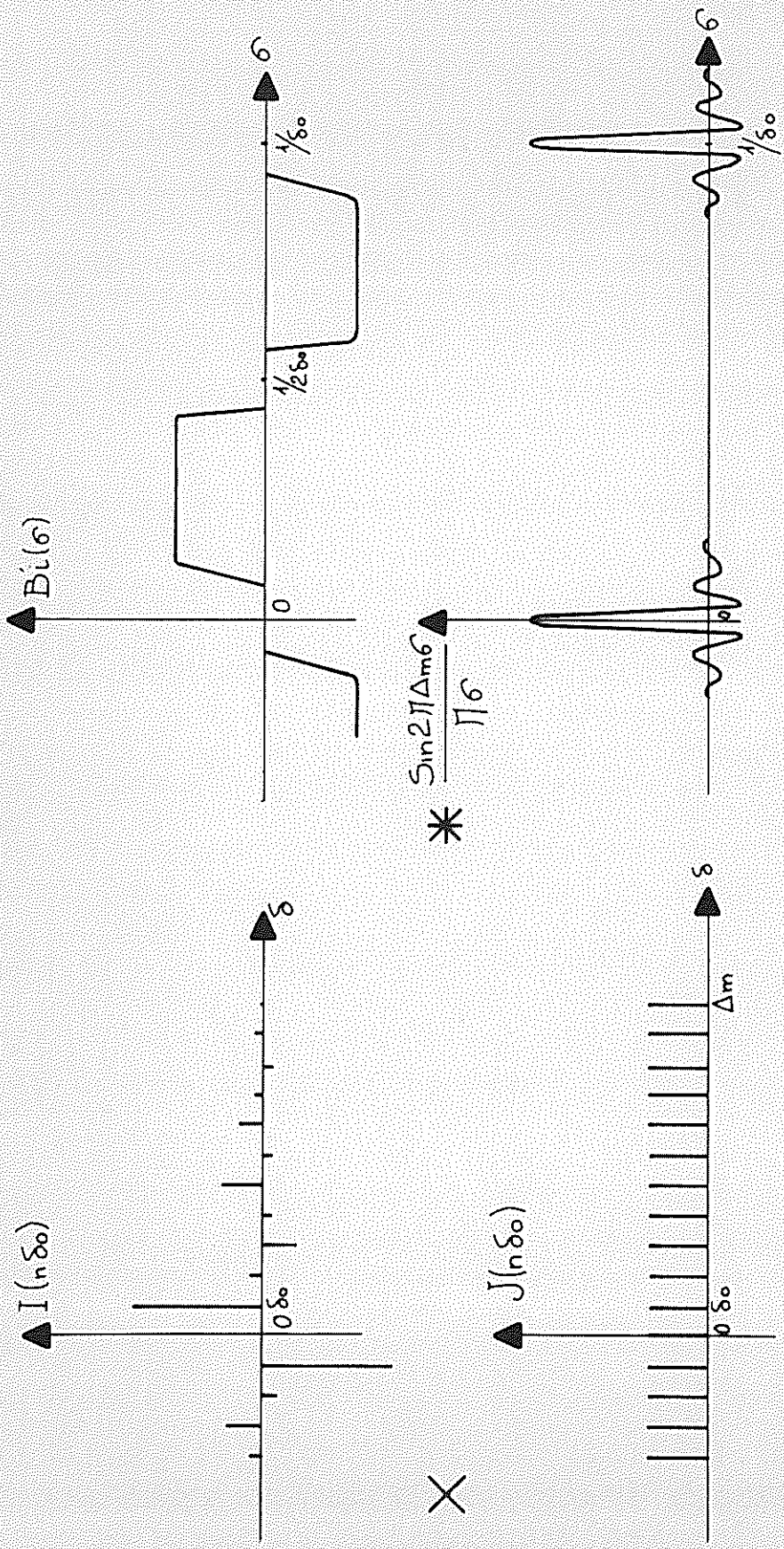


Fig:10. La fonction d'appareil.

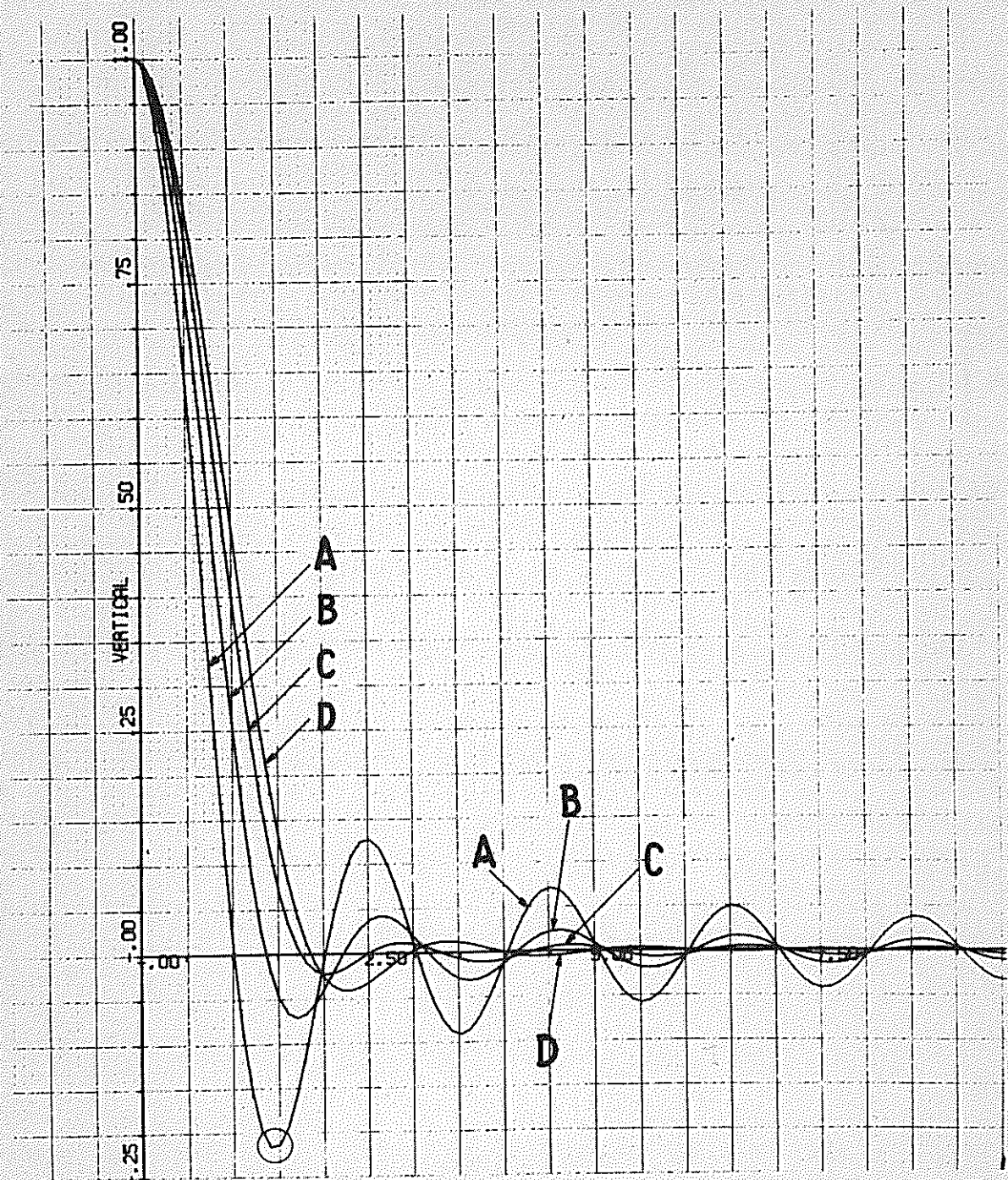


Fig: 11. Fonctions d'appareil utilisées.

Largeur à mi hauteur.

A: (fonction non apodisée)  $\delta\sigma = 0,6 / \Delta m$ .

B:  $\delta\sigma = 0,75 / \Delta m$

C:  $\delta\sigma = 0,85 / \Delta m$

D:  $\delta\sigma = 0,95 / \Delta m$

qui, au voisinage des valeurs  $\sigma = \frac{P}{\delta_0}$  prend la forme bien connue:

$$\frac{\sin 2 \pi \Delta m \sigma}{\pi \sigma} \quad (\text{fig.10})$$

Cette fonction d'appareil peut être modifiée par l'utilisation de fonctions  $J(n \delta_0)$  diverses, nulles pour  $n > N$ , ce qui permet, tout en accroissant sa largeur à mi-hauteur, de l'apodiser.

La figure ( 11) montre quelques types de fonctions d'appareil théorique utilisées, déduits des travaux sur l'apodisation de Mme Roizen-Dossier (47).

#### Conséquences de l'échantillonnage :

1/. La largeur du domaine spectral  $\Delta \sigma$  que l'on désire étudier détermine le pas  $\delta_0$  maximum que l'on pourra prendre :  $\delta_0 = \frac{1}{2\Delta\sigma}$

2/. Le nombre total d'échantillons  $N$  est alors relié à la limite de résolution  $\delta \sigma$  : avec l'apodisation  $D$  :  $\delta \sigma \frac{1}{\Delta_{\max}} = \frac{1}{N\delta_0}$ .

N'étant limité, d'une part, par la cadence de l'échantillonnage, d'autre part par le nombre de points d'entrée maximum que peut admettre le calculateur, à  $\delta \sigma$  donné. Nous serons amenés à limiter le domaine spectral

libre à :  $\Delta \sigma = \frac{1}{2\delta_0} = \frac{N \delta \sigma}{2}$

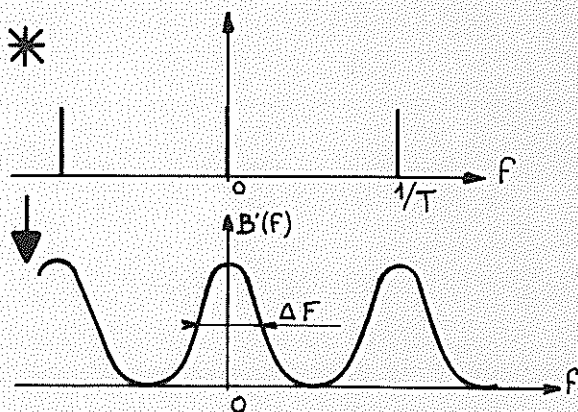
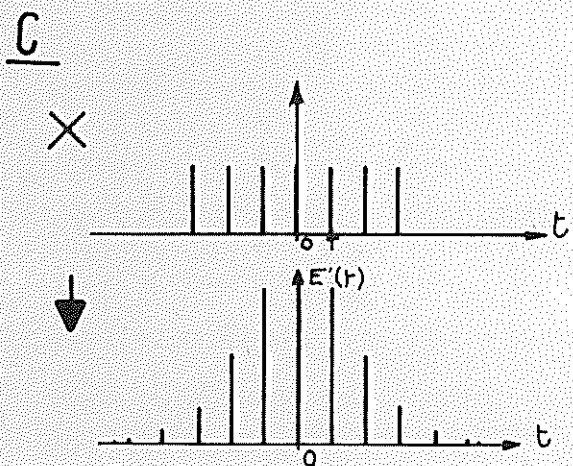
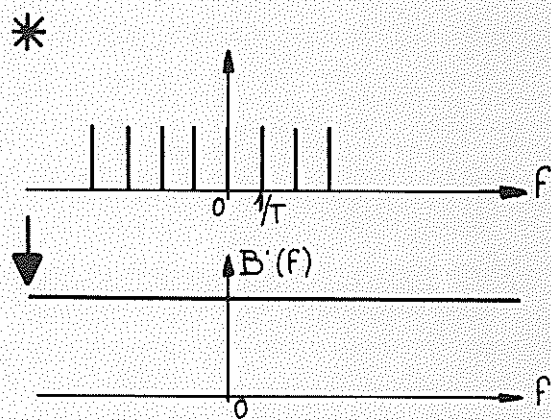
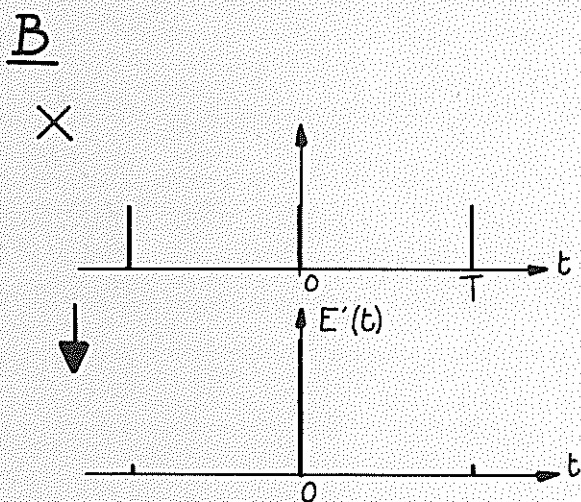
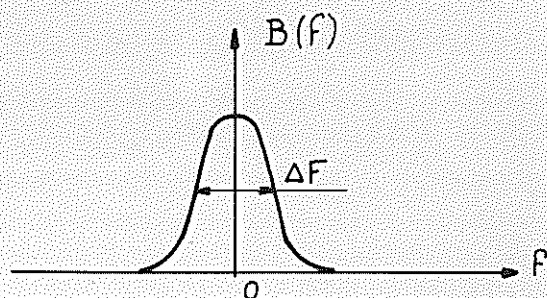
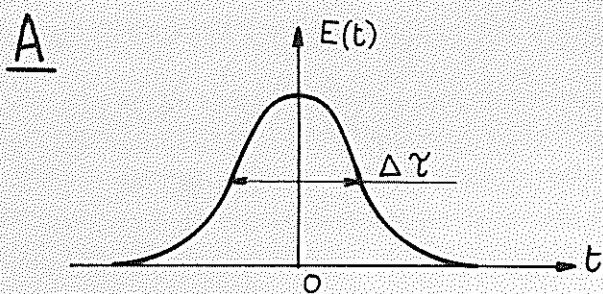


Fig: 12 -

A Fonction d'autocorrelation de l'erreur et sa transformée de Fourier (Spectre de puissance)

B Echantillonnage donnant des erreurs non corrélées ( $\Delta\tau < T$ )

C Echantillonnage donnant des erreurs corrélées ( $\Delta\tau > T$ )



INFLUENCE SUR LE SPECTRE CALCULÉ

DES ERREURS COMMISES SUR LA MESURE DES ÉCHANTILLONS

Nous allons maintenant analyser les différentes erreurs  $\Delta I_n$  qui peuvent perturber la mesure de chaque échantillon  $I_n$ , et étudier leurs influences sur le spectre.

A) EFFETS DE L'ÉCHANTILLONNAGE SUR LE SPECTRE DE PUISSANCE DE L'ERREUR.

L'erreur  $\Delta I$  est une fonction du temps qui sera échantillonnée avec la période  $T$  du déplacement pas à pas. Sa transformée de Fourier  $A(f)$  représente les fluctuations dans le spectre. Ces fluctuations sont caractérisées par le spectre de puissance  $B(f)$  de  $\Delta I(t)$

$$B(f) = \lim_{\gamma \rightarrow \infty} \frac{1}{\gamma} A(f)^2$$

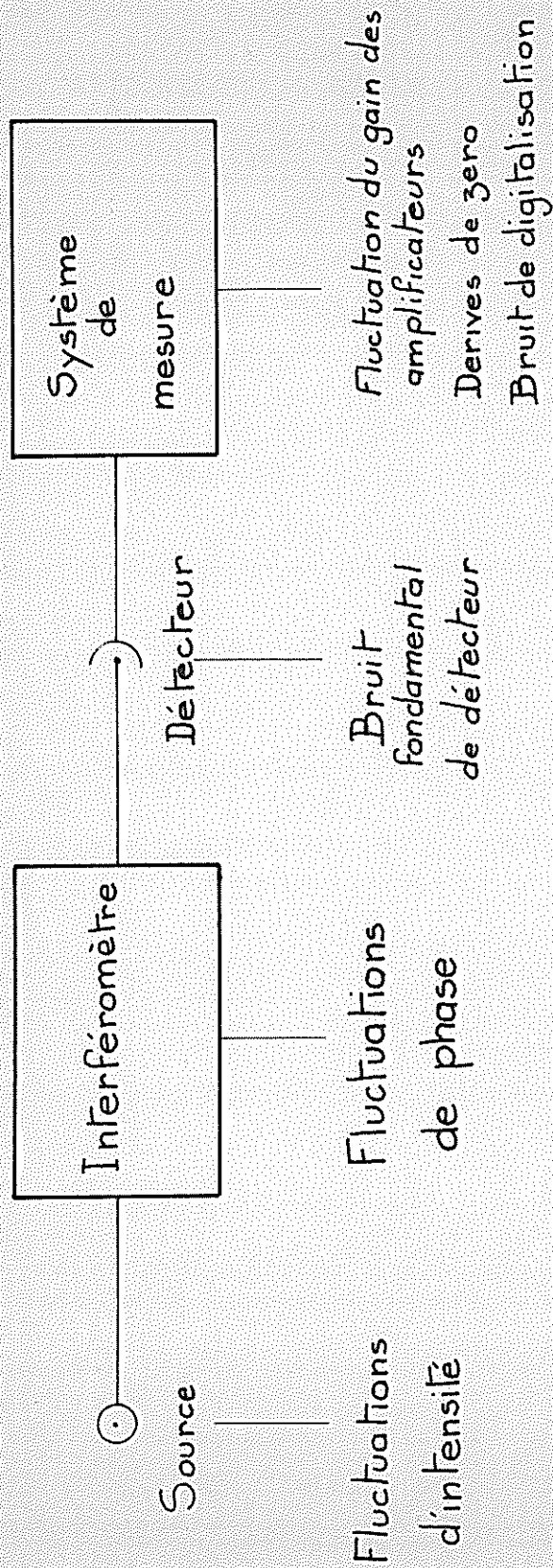
$B(f)$  est d'autre part relié à la fonction d'autocorrélation  $E(t)$  de  $\Delta I(t)$  par une transformation de Fourier.

$$B(f) = \text{TF}(E(t)) \text{ avec } E(t) = \lim_{\gamma \rightarrow \infty} \frac{1}{\gamma} \int_{-\frac{\gamma}{2}}^{+\frac{\gamma}{2}} \Delta I(t') \Delta I(t'-t) dt$$

Nous serons amenés à considérer deux cas, suivant que le rayon de corrélation des fluctuations  $\Delta \gamma$  (largeur de la fonction d'autocorrélation) est inférieure ou supérieure à la période  $T$ , c'est-à-dire suivant que l'on pourra ou non considérer  $\Delta I_n$  comme indépendants les uns des autres.

a) -  $\Delta \gamma < T$

La figure 12b montre que dans ce cas, la fonction  $E'(t)$ , fonction d'autocorrélation des erreurs  $\Delta I_n$  échantillonnées (identique à  $E(t)$  échantillonnée avec le même pas), se réduit principalement à sa valeur pour  $t = 0$ . Le spectre de puissance des fluctuations  $\Delta I$  sera donc un



*Fig. 13. Les sources d'erreurs*

spectre blanc, et l'on pourra écrire que la valeur quadratique moyenne  $N^2$  des fluctuations  $A_F(f)$  dans le spectre ( $A_F(f)$  étant le spectre des erreurs  $\Delta I_n$ ) sera :

$$N^2 = T \int_{-\frac{1}{2T}}^{+\frac{1}{2T}} |A_F(f)|^2 df.$$

Ce cas se présente lors de l'étude des fluctuations dues au bruit de détecteur, la fréquence de l'échantillonnage (de l'ordre du hertz) étant très inférieure à la largeur du spectre de puissance du bruit de détecteur suivi des filtres électriques (de quelques dizaines de hertz).

$$b) - \Delta \gamma \gg T.$$

La figure 12 C montre que dans ce cas, on retrouve après échantillonnage la forme du spectre de puissance  $B(f)$  initial. Si  $\Delta F$  est la largeur de ce spectre, nous prendrons comme valeur quadratique moyenne des fluctuations dans le spectre :

$$N^2 = \frac{1}{\Delta F} \int_{-\frac{1}{2T}}^{+\frac{1}{2T}} |A_F(f)|^2 df.$$

Si nous revenons au système de variables  $\sigma$ ,  $\delta$ , les expressions précédentes deviennent :

$$a) \quad N^2 = \delta_0 \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} \kappa^2(\sigma) d\sigma \quad b) \quad N^2 = \frac{1}{U} \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} N^2(\sigma) d\sigma$$

où  $\kappa(\sigma)$  est l'équivalent de  $A_F(f)$  et  $U$  exprimé en  $\text{cm}^{-1}$  l'équivalent de  $\Delta F$ .

## B) DIFFERENTES SOURCES D'ERREURS

Si nous considérons l'ensemble de l'appareil schématisé figure 13 par ses fonctions essentielles, les différentes sources de fluctuations sont :

1/. Le récepteur, dont le "bruit" indépendant du signal pourra être traité séparément de celui-ci.

$$I'_n = I_n + \Delta I_n$$

2/. La source, dont l'intensité peut fluctuer au cours de l'enregistrement de l'interférogramme. Deux cas sont alors à envisager:

a) Avec modulation externe du faisceau, lorsque l'interférogramme n'étant pas parfaitement compensé, il existe un fond continu résiduel  $I_0$ , nous enregistrons alors :

$$I'_n = (I_0 + I_n) (1 + \epsilon_n)$$

et l'erreur  $\Delta I_n$  se décomposera en une erreur  $I_0 \epsilon_n$  indépendante du signal  $I_n$  qui se traitera comme dans le 1/, et une erreur  $I_n \epsilon_n$  proportionnelle à la valeur de l'échantillon  $I_n$

$$\Delta I_n = I_0 \epsilon_n + I_n \epsilon_n$$

b) Avec modulation interne du faisceau :  $I_0 = 0$ , et seule subsistera l'erreur  $I_n \epsilon_n$ .

3/. L'interféromètre, dont les fluctuations de différence de marche introduisent une erreur sur la phase de l'interférogramme. Ces fluctuations peuvent être causées, soit par des variations de la fréquence de la source de référence (laser asservi), soit par des imperfections de l'asservissement à différence de marche constante de l'interféromètre.

Les erreurs  $\Delta I_n$  introduites par ces fluctuations sont, au premier ordre, proportionnelles à la dérivée  $(\frac{d I}{d \delta})_{n \delta_0}$  :

$$\Delta I_n = \left( \frac{d I}{d \delta} \right)_{n \delta_0} (\Delta \delta)_n$$

4/. Le système d'enregistrement, qui peut être une source d'erreurs dues :

a) à des dérives lentes du gain des amplificateurs et du niveau zéro des intégrateurs; ces erreurs ont des effets comparables respectivement à des fluctuations d'intensité de la source et à un bruit de détecteur avec les amplificateurs opérationnels utilisés, ces dérives sont très faibles et ne perturbent pratiquement pas la mesure.

b) à une caractéristique non linéaire du système de mesure. Dans ce cas, le signal enregistré  $I'_n$  est lié au signal vrai  $I_n$  par  $I'_n = F(I_n)$ .

Le but de cette étude est, pour chacune de ces sources d'erreur, de caractériser les fluctuations qu'elle apporte dans le spectre, et de donner une expression du rapport  $\frac{B}{N}$  où B est l'intensité du signal mesuré dans le spectre, et N la valeur efficace des fluctuations dans le même spectre.

### C) ETUDE DES FLUCTUATIONS DUES AU BRUIT DE DETECTEUR.

Si chaque mesure  $I_n$  est effectuée avec une erreur  $\Delta I_n$ , nous aurons, superposées au spectre, des fluctuations  $n(\sigma)$  telles que :

$$n(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_0^N \Delta I_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0 .$$

et la valeur quadratique moyenne de  $n(\sigma)$  :  $n(\sigma)^2 = N^2$  sera :

$$N^2 = \delta_0 \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} n^2(\sigma) d\sigma$$

soit, en utilisant la relation (2) : (paragraphe III C)

$$N^2 = 2 \delta_0^2 \sum_0^N \Delta I_n^2 = 2 \delta_0^2 n \overline{\Delta I_n^2} = 2 \delta_0^2 n \Delta I^2$$

avec

$$\Delta I^2 = \overline{\Delta I_n^2}$$

d'où

$$N = \sqrt{n(\sigma)^2} = \delta_0 \sqrt{2n} \Delta I$$

$\Delta I$  et N représentent les valeurs efficaces des fluctuations, respectivement dans l'interférogramme et dans le spectre.

Afin de donner une expression du rapport signal/bruit dans le spectre, nous distinguerons deux cas : celui d'un spectre de raies (de largeur

propre inférieure à celle de la fonction d'appareil), et celui d'un spectre continu .

### 1/. Spectre de raies.

Considérons, dans un tel spectre, une raie  $B(\sigma) = B_0 \delta(\sigma - \sigma_0)$  ; la contribution apportée par cette raie à chaque échantillon de l'interférogramme sera :

$$I_n = B_0 \sin 2 \pi \sigma_0 n \delta_0$$

dont la valeur maximum  $I_m = B_0$ .

Le calcul du spectre donnera :

$$B(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_0^N \sin 2 \pi \sigma_0 n \delta_0 \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

et  $B(\sigma_0) = 2 \delta_0 \sum_0^N I_m \sin^2 2 \pi \sigma n \delta_0 \simeq \delta_0 n I_m$

d'où nous déduisons le rapport signal/bruit pour la raie considérée :

$$\frac{B(\sigma_0)}{N} = \frac{\delta_0 n I_m}{\delta_0 \sqrt{2n} \Delta I} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{I_m \sqrt{n}}{\Delta I} = \frac{\sqrt{2}}{2} \rho \sqrt{n}$$

où :

$$\rho = \frac{I_m}{\Delta I} = \frac{B_0}{\Delta I} \quad \text{est le rapport signal/bruit dans l'interférogramme .}$$

Il est équivalent au rapport signal/bruit que l'on aurait obtenu avec un spectromètre classique à balayage de luminosité identique à celle de l'interféromètre, le détecteur étant suivi d'une constante de temps T.

On remarque qu'à  $\rho$  constant, si l'on augmente le pouvoir de résolution (en augmentant  $n$ ), le rapport signal/bruit croît comme  $\sqrt{n}$ .

Sachant que  $\rho = \rho_0 \sqrt{T}$  ( $\rho_0$  étant la valeur de  $\rho$  en utilisant le temps d'intégration de une seconde)

$$\frac{B}{N} = \frac{\sqrt{2}}{2} \rho_0 \sqrt{n T} = \frac{\sqrt{2}}{2} \rho_0 \sqrt{T_T}$$

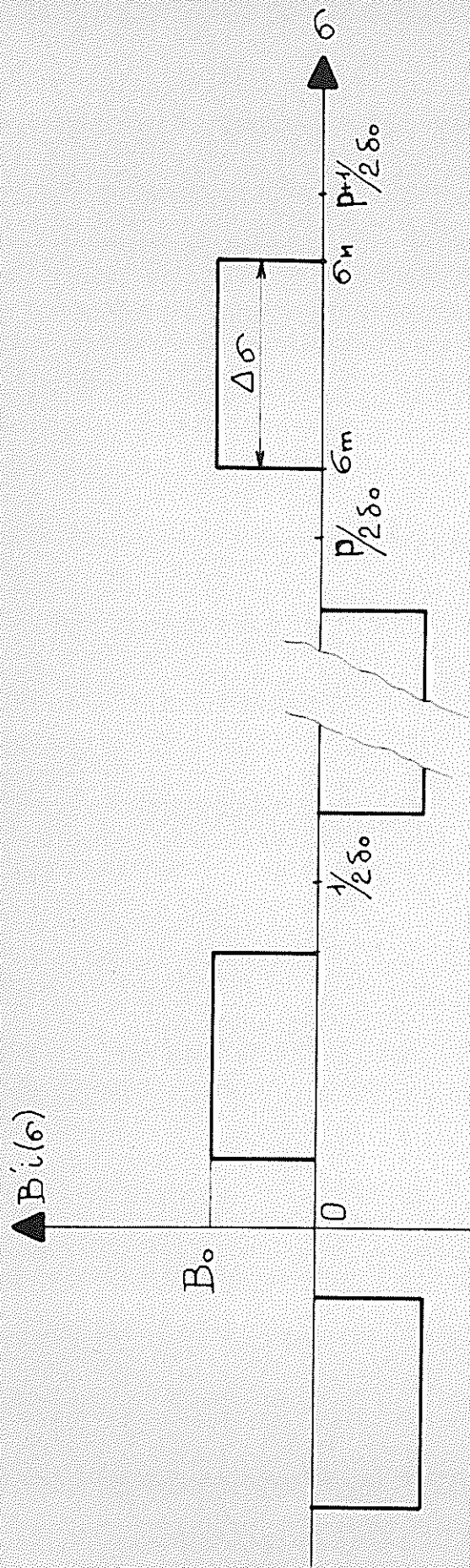


Fig:14. Etude d'un spectre blanc centré dans le domaine  $[\frac{p}{2\Delta\sigma_0}, \frac{p+1}{2\Delta\sigma_0}]$

où  $T_T$  est le temps total de la mesure.

A temps d'enregistrement donné, le rapport  $\frac{B}{N}$  est indépendant du pouvoir de résolution, résultat général pour toutes les méthodes, en supposant le flux constant (c'est-à-dire  $\rho_0$ ).

## 2/. Spectre continu.

Supposons un spectre  $B(\sigma) = B_0$  pour  $\sigma_m < \sigma < \sigma_M$  centré dans le domaine  $\left[ \frac{P}{2\delta_0}, \frac{P+1}{2\delta_0} \right]$  (fig. 14)

Nous avons :

$$I_1 = I_{\max} = \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} B(\sigma) \sin 2\pi\sigma\delta_0 d\sigma =$$

$$= \frac{2}{\pi\delta_0} B_0 \sin \pi \Delta\sigma\delta_0$$

avec

$$\Delta\sigma = \sigma_M - \sigma_m$$

d'où l'expression du rapport signal/bruit dans le spectre :

$$\frac{B}{N} = \frac{\pi\delta_0 I_1}{2 \sin \pi \Delta\sigma\delta_0 \times \delta_0 \sqrt{2n} \Delta I} = \frac{I_1}{\Delta I} \times \frac{\pi\sqrt{2}}{4\sqrt{n} \sin \pi \Delta\sigma\delta_0}$$

- cas d'utilisation optimale du domaine spectral libre (ce que nous supposons toujours presque réalisé)

$$\Delta\sigma \approx \frac{1}{2\delta_0} :$$

$$\frac{B}{N} = \frac{\pi\sqrt{2}}{4\sqrt{n}} \times \frac{I_1}{\Delta I} = \rho \times \frac{\pi\sqrt{2}}{4\sqrt{n}}$$

( $\rho$  représente ici le rapport signal/bruit dans l'interférogramme pour le premier échantillon, celui qui possède l'intensité maximum).

Nous aurons également :

$$\frac{B}{N} = \rho_0 \frac{\pi\sqrt{2}}{4n} \sqrt{T_T}$$



Nous retrouvons un résultat général caractéristique des spectres d'absorption :

à temps d'enregistrement et flux constant, le rapport signal/bruit diminue comme l'inverse du pouvoir de résolution (ce qui signifie que l'énergie par élément spectral diminue comme la limite de résolution).

D'autre part, considérons l'exemple d'un enregistrement comportant  $n = 10.000$  échantillons. Nous observons qu'un rapport signal/bruit dans le spectre de l'ordre de 100 sera obtenu si  $\rho \simeq 10^4$ . Ce qui nécessite que le système d'enregistrement possède une dynamique de cet ordre de grandeur au moins.

#### D) ETUDE DES ERREURS DUES AUX FLUCTUATIONS D'INTENSITE DE LA SOURCE.

Pour cette étude, nous devons distinguer les deux types de modulation

##### 1/. Modulation d'amplitude.

L'erreur  $\Delta I_n$  commise sur chaque échantillon est de la forme :

$$\Delta I_n = I_0 \epsilon_n + I_n \epsilon_n$$

Nous n'étudierons, dans ce paragraphe, que l'erreur spécifique de la modulation d'amplitude, c'est-à-dire celle due au terme  $I_0 \epsilon_n$ , l'erreur  $I_n \epsilon_n$  étant identique à celle présente en modulation interne, nous la traiterons dans le paragraphe suivant.

L'erreur  $I_0 \epsilon_n$  est comparable à celle due au bruit de détecteur, elle est indépendante de la différence de marche et s'ajoute à l'interférogramme. Nous ne pouvons cependant pas considérer le spectre de puissance de ces fluctuations comme un spectre blanc et devons prendre comme valeur quadratique moyenne :

$$N^2 = \frac{1}{U} \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{+\frac{1}{2\delta_0}} n^2(\sigma) d\sigma$$

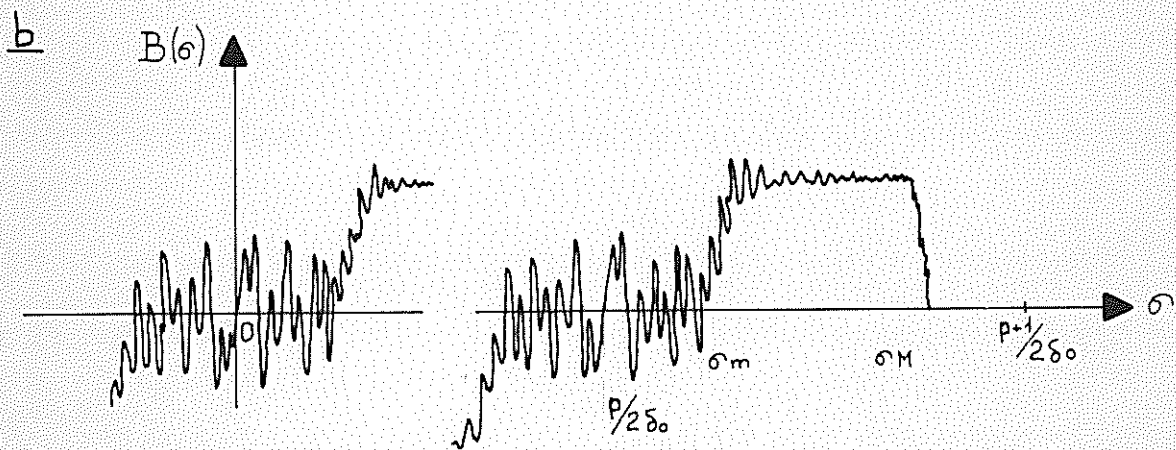
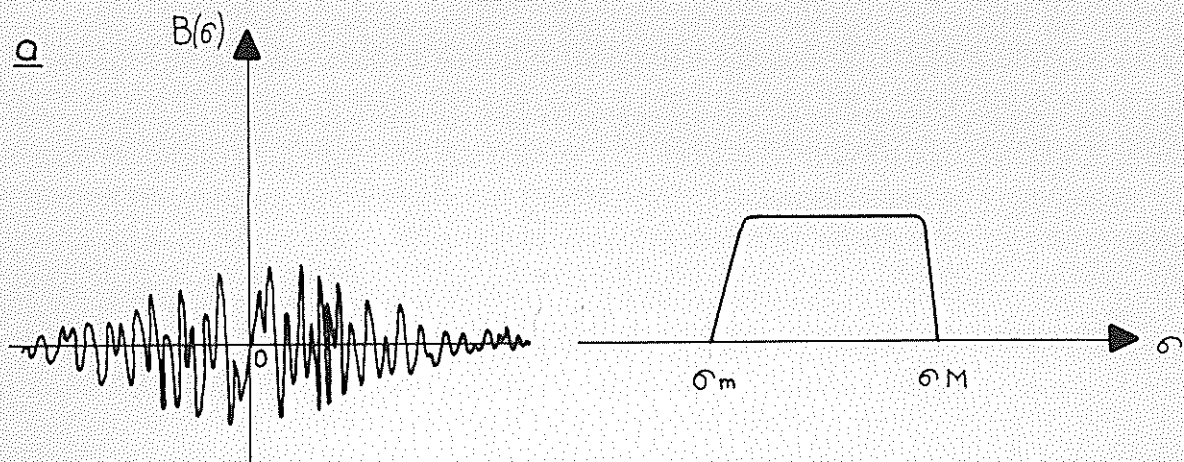


Fig 15. Spectre présentant des fluctuations dues au fond continu de l'interférogramme (cas où le spectre de puissance des fluctuations est une fonction décroissante de la fréquence.

a. Interférogramme non échantillonné

b. Interférogramme échantillonné ( $P+1/2\delta_0$  est un point de recouvrement, image de la fréquence 0).

ce qui conduit à l'expression suivante du rapport  $\frac{B}{N}$  :

$$\frac{B}{N} = \rho \frac{\pi\sqrt{2}}{4\sqrt{n}} \sqrt{U \delta_0}$$

avec

$$\rho = \frac{I_1}{I_0 \sqrt{\epsilon_n^2}} = \frac{I_1}{I_0 \epsilon}$$

Nous observons que si le fond continu  $I_0$  est de l'ordre de  $I_1$  (cas d'utilisation de l'interféromètre de Michelson avec une entrée et une sortie),  $\rho \approx \frac{1}{\epsilon}$ , et il est nécessaire, afin que les fluctuations dues au bruit du détecteur restent prépondérantes, que l'intensité de la source soit stabilisée à mieux que  $10^{-4}$  dans le cas de l'exemple donné au chapitre précédent. Devant les difficultés que présente une telle stabilisation, on comprend l'intérêt de compenser, ou mieux, de supprimer par modulation interne, le terme continu  $I_0$ .

La figure 15 représente l'allure de ce type de fluctuations.

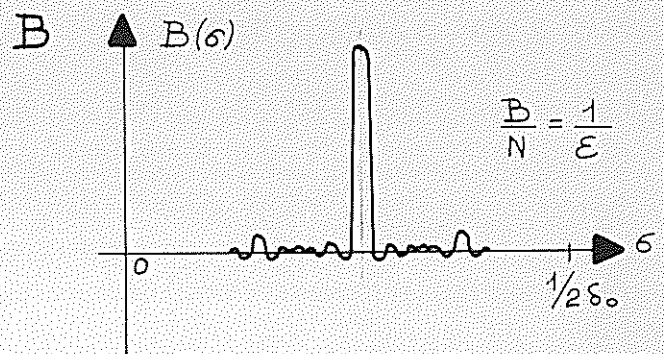
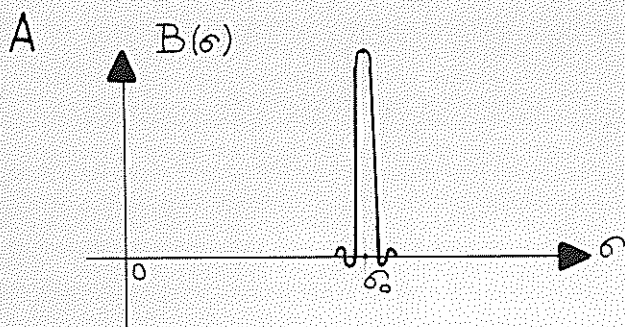
Remarque:

Si le spectre de puissance de ces fluctuations n'est pas négligeable à la fréquence choisie pour la modulation interne, les fluctuations ne seront pas complètement éliminées et se comporteront comme celles dues au bruit de détecteur. Ce sera, par exemple, le cas du bruit de scintillation dans l'étude des sources stellaires (31), leur intensité est proportionnelle à l'énergie moyenne qui tombe sur le détecteur.

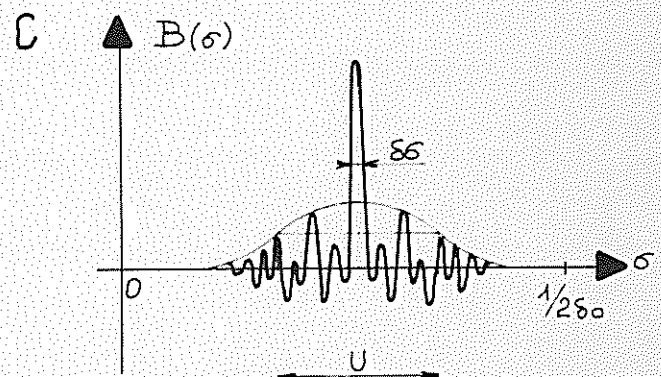
2/. Modulation interne.

L'erreur due aux fluctuations d'amplitude, non compensée par la modulation interne, est :

$$\Delta I_n = \epsilon_n I_n$$



$$\frac{B}{N} = \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\frac{U}{\delta\sigma}}$$



$$\frac{B}{N} = \frac{\sqrt{2}}{\varepsilon} \sqrt{n}$$

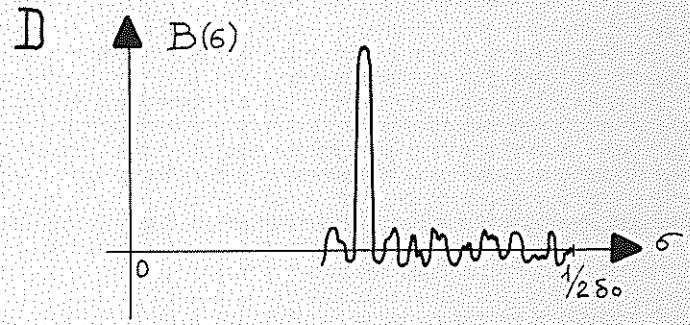


Fig.16. Enregistrement d'une raie monochromatique modifié par des fluctuations d'intensité de la source.

A Sans fluctuations.

B Fluctuations périodiques.

C Fluctuations présentant une distance de corrélation  $U < \frac{1}{\delta\sigma}$ .

D Fluctuations non corrélées.

$$U = \frac{1}{\delta\sigma}$$

Le spectre  $B'(\sigma)$  calculé avec une telle erreur sera :

$$B'(\sigma) = B(\sigma) + 2 \delta_0 \sum I_n \epsilon_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

qui, en utilisant la relation (1) du paragraphe III C s'écrit :

$$B(\sigma) + B(\sigma) \star \left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}(\sigma)$$

où :

$$\left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_0^N \epsilon_n \cos 2 \pi \sigma n \delta_0$$

Ainsi, il vient se superposer au spectre des fluctuations qui n'en sont plus indépendantes, mais peuvent être considérées comme la convolution de celui-ci par une fonction paire  $\left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}(\sigma)$ . Transformée de Fourier en cosinus des erreurs  $\epsilon_n$ .

a) - Spectre de raies.

Considérons une raie  $B(\sigma) \delta(\sigma - \sigma_0)$  (fig. 16). Compte tenu de la fonction d'appareil, les fluctuations sont de la forme :

$$\begin{aligned} B(\sigma_0) \delta(\sigma - \sigma_0) \star \frac{\sin 2 \pi \sigma \Delta_m}{\pi \sigma} \star \left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}(\sigma) \\ \equiv B(\sigma_0) \delta(\sigma - \sigma_0) \star \left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}(\sigma) \equiv B(\sigma_0) \cdot \left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}(\sigma - \sigma_0) \end{aligned}$$

d'où la valeur quadratique moyenne des fluctuations :

$$N^2 = \frac{1}{U} B^2(\sigma_0) \int_{-\frac{1}{2\delta_0}}^{\frac{1}{2\delta_0}} \left\{ \begin{array}{c} \epsilon \\ c \end{array} \right\}^2(\sigma) d\sigma = \frac{B^2(\sigma_0)}{U} \times 2 \delta_0 n \epsilon^2$$

et, sachant que l'amplitude de la raie enregistrée est :  $2 \delta_0 n B(\sigma_0)$ .

Nous pouvons déduire le rapport  $\frac{B}{N}$  :

$$\frac{B}{N} = \frac{2 \delta_0 n B(\sigma_0)}{B(\sigma_0) \sqrt{\frac{1}{U} \times 2 \delta_0 n \epsilon^2}} = \frac{\sqrt{2}}{\epsilon} \sqrt{n} \sqrt{U \delta_0}$$

- si  $U \ll \frac{1}{2\Delta_m}$  (perturbation périodique)  $\frac{B}{N} = \frac{1}{\epsilon}$  les fluctuations relatives dans le spectre sont du même ordre de grandeur que celles dans l'interférogramme.

- si  $\frac{1}{\delta_0} > U > \frac{1}{2\Delta_m}$ ,  $\frac{B}{N} = \frac{1}{\epsilon} \sqrt{2 U \Delta_m} = \frac{1}{\epsilon} \sqrt{\frac{U}{\delta_0}}$

( $\delta_0$  représentant la largeur de la fonction d'appareil)

- si  $U = \frac{1}{\delta_0}$  (spectre blanc)  $\frac{B}{N} = \frac{\sqrt{2}}{\epsilon} \sqrt{n}$

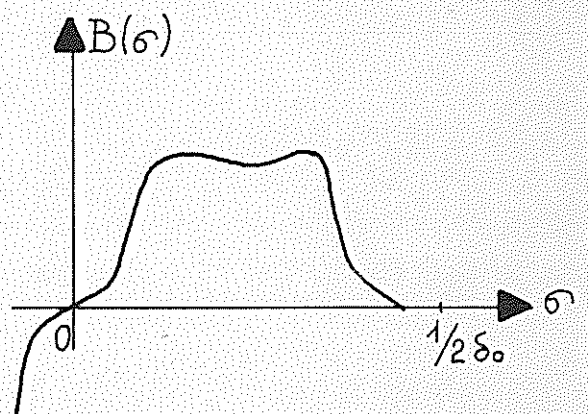
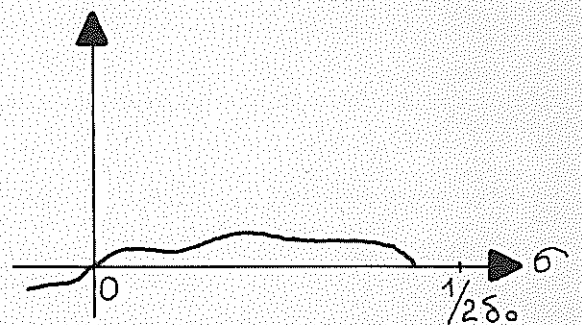
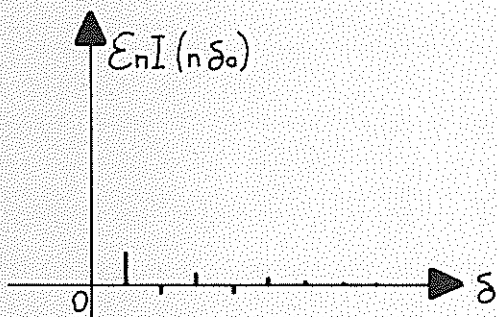
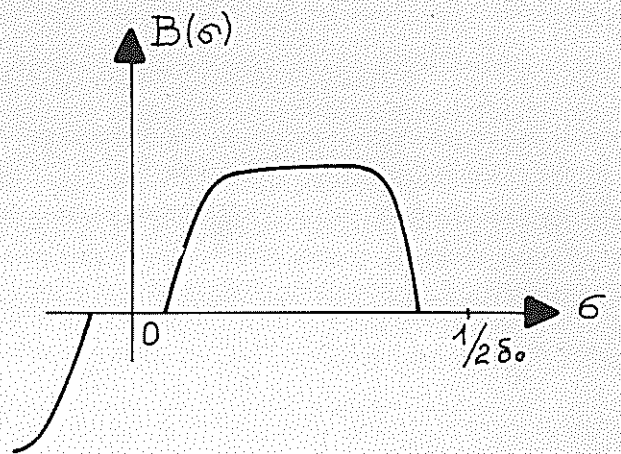
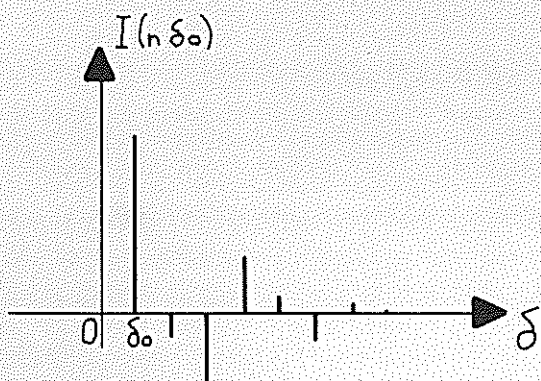


Fig:17. Spectre continu modifié par des erreurs dues à des fluctuations d'intensité de la source.

Dans ce dernier cas, tout comme pour le bruit de détecteur  $\epsilon$  est inversement proportionnel à  $\sqrt{t_i}$  d'où le rapport  $\frac{B}{N} = \frac{2}{\epsilon_0} \sqrt{T_t}$  est proportionnel à la durée totale de l'enregistrement.

Nous pouvons tirer deux conclusions de ces résultats :

- la valeur efficace des fluctuations observées dans le spectre (valeur relative par rapport à l'intensité de la raie) sera toujours inférieure à celle observée dans l'interférogramme, et par suite, à toute autre méthode de spectroscopie utilisant un balayage.
- contrairement aux autres méthodes, ces fluctuations ne perturbent pas l'intensité relative des raies d'un même spectre.

b) - Spectre continu (Fig. 17 )

L'interférogramme d'un spectre continu est une fonction décroissante de  $\delta$  (pour un spectre uniforme dans le domaine  $(\frac{P}{2\delta_0}, \frac{P+1}{2\delta_0})$ )  $I_n = \frac{1 - \cos n \pi}{2 \pi n \delta_0}$  et les fluctuations dans le spectre données par  $\sum_0^N I_n \epsilon_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$  se réduiront principalement aux premiers termes du développement. Nous n'observerons donc que des variations lentes du niveau continu d'amplitude voisine de  $\epsilon$ .

#### F) ETUDE DES ERREURS DE PHASE DUES A L'INTERFEROMETRE.

Chaque erreur (petite)  $(\Delta \delta)_n$  sur la différence de marche  $n \delta_0$  du  $n^{\text{ième}}$  échantillon, introduit une erreur  $\Delta I_n = (\frac{dI}{d\delta})_{n \delta_0} (\Delta \delta)_n$ , et les fluctuations dans le spectre seront données par le terme :

$$2 \delta_0 \sum_{h=0}^N (\frac{dI}{d\delta})_{n \delta_0} (\Delta \delta)_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

La suite des calculs est identique à celle menée dans le cas des fluctua -

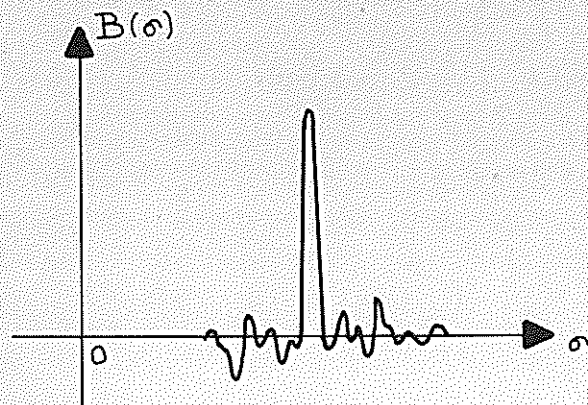


Fig:18. Fonction d'appareil présentant des fluctuations dues à erreurs de phase.

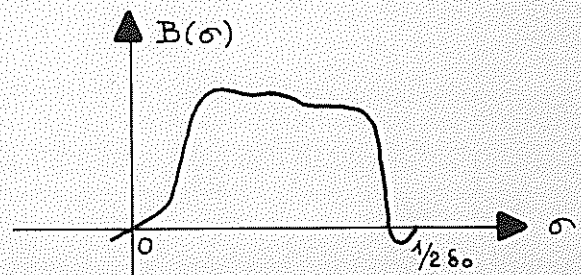
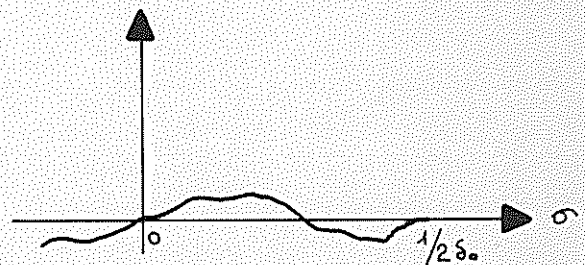
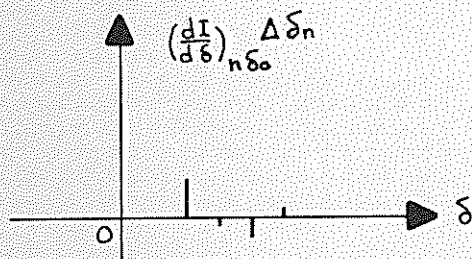
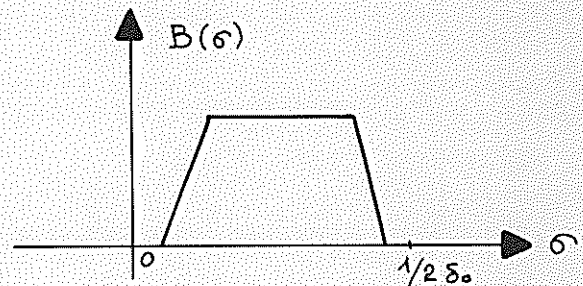
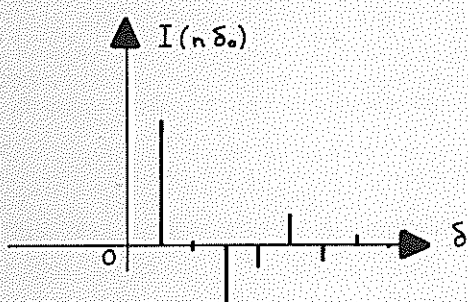


Fig:19. Modifications apportées à un spectre par des erreurs de phase.



tions d'amplitude,  $I(n \delta_0)$  étant remplacé par une fonction paire :

$$\left( \frac{dI}{d\delta} \right)_{n \delta_0} = 2 \pi \int_{\Delta\sigma} \sigma B(\sigma) \cos 2 \pi \sigma n \delta_0 d\sigma$$

d'où le spectre calculé sera de la forme :

$$B'(\sigma) = B(\sigma) + 2 \pi \left[ \sigma B(\sigma) \right] \star \left\{ \vphantom{\sigma} \right\}_S(\sigma)$$

où

$$\left\{ \vphantom{\sigma} \right\}_S(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_{k=0}^N (\Delta \delta)_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0 .$$

Les influences de ces erreurs sont identiques à celles introduites par les fluctuations d'amplitude, chaque raie étant, cette fois, accompagnée de fluctuations qui lui sont antisymétriques (fig. 18).

L'expression du rapport  $\frac{B}{N}$  se déduit de celle obtenue dans le paragraphe précédent en remplaçant  $\epsilon$  par  $2 \pi \frac{\Delta \delta}{\lambda}$  ( $\Delta \delta = \sqrt{(\Delta \delta)_n^2}$ )

d'où :

$$\frac{B}{N} = \frac{\sqrt{2} \lambda}{2 \pi \Delta \delta} \sqrt{n} \sqrt{U \delta_0}$$

Dans le cas d'un spectre continu, le raisonnement fait au chapitre précédent reste valable, mais du fait de la parité de la fonction  $\frac{dI}{d\delta}$ , seuls les harmoniques de rang pair seront favorisés, d'où l'allure des fluctuations (fig. 19)

Déformation introduite sur la fonction d'appareil par une erreur  $\Delta \delta$  constante (cas déjà traité de façon rigoureuse par J. Connes (15), que nous retrouvons ici comme cas particulier d'erreur de phase.

Supposons qu'un interférogramme ait été enregistré aux points de différence de marche  $\delta_0 + \Delta \delta$ ,  $2 \delta_0 + \Delta \delta$ ,  $3 \delta_0 + \Delta \delta$ , etc...

toute fonction d'appareil :

$F(\sigma - \sigma_0) = \delta_0 \sum_{-N}^N J_n \cos 2 \pi (\sigma - \sigma_0) n \delta_0$  ( $J_n$  = fonction d'apodisation)  
sera déformée par un terme additif :

$$2 \pi \sigma_0 F(\sigma - \sigma_0) \star \left\{ \vphantom{\sigma} \right\}_S(\sigma) = 2 \pi \frac{\Delta \delta}{\lambda} H(\sigma - \sigma_0)$$

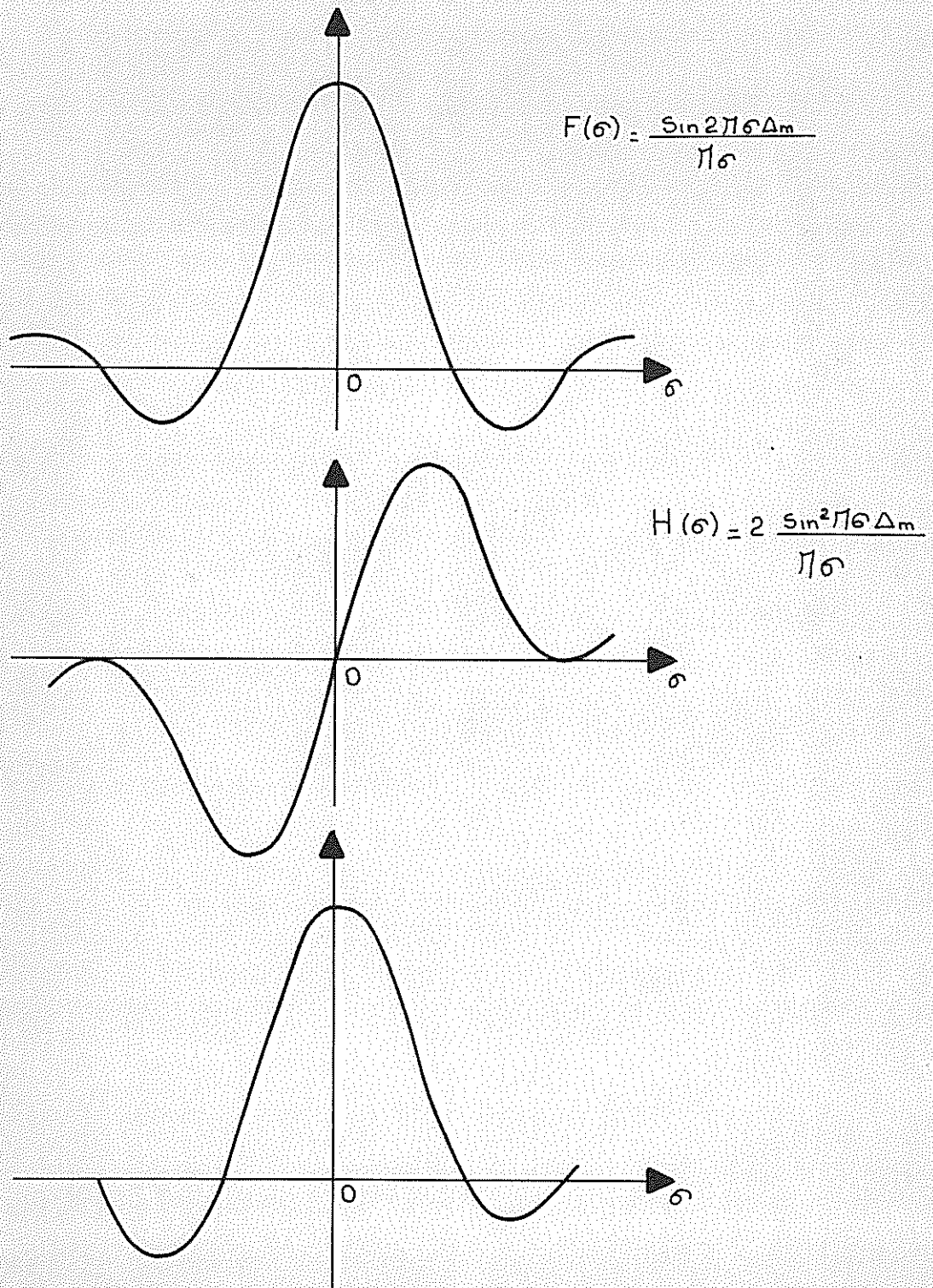


Fig:20. Fonction d'appareil modifiée par une erreur sur la position des échantillons  $\Delta\delta$  constante

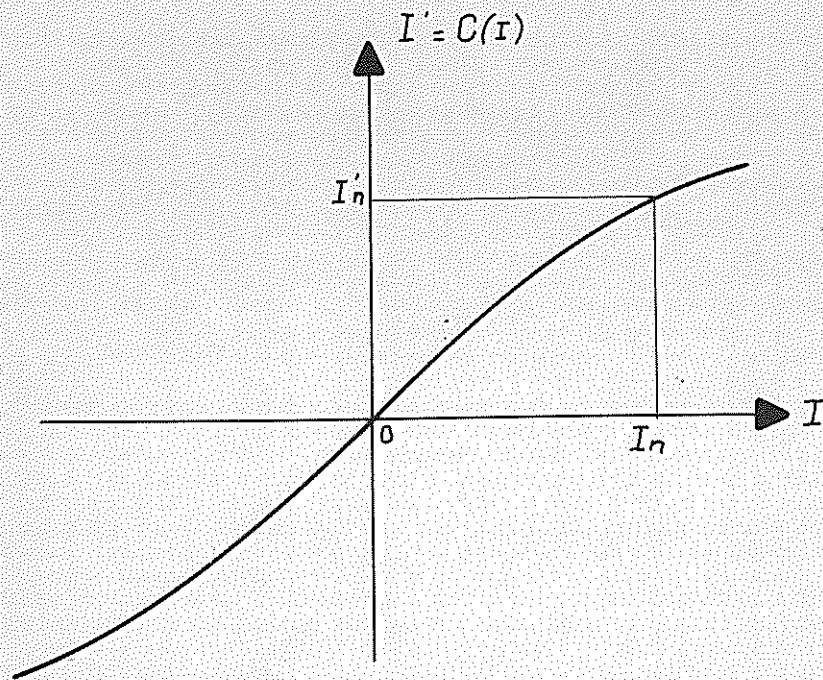


Fig.21. Caractéristique d'un système de mesure non linéaire

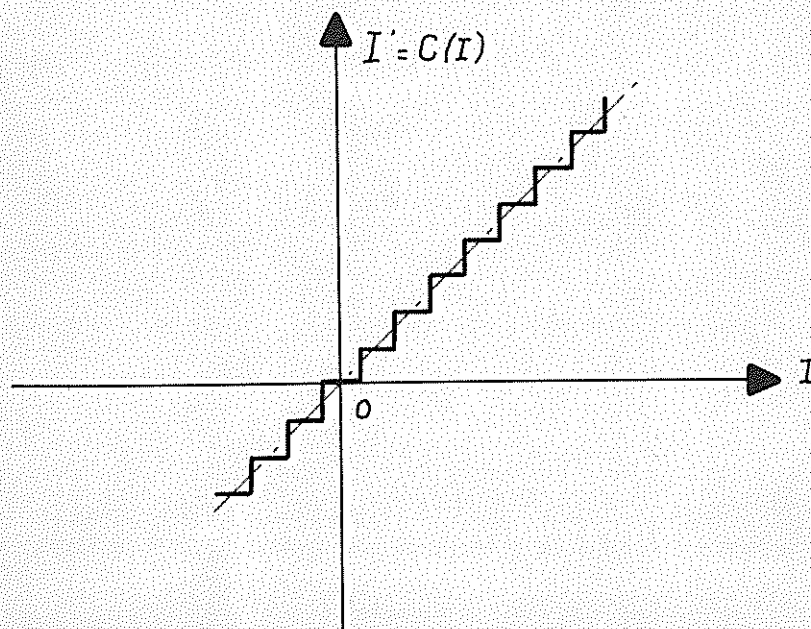


Fig.22. Caractéristique donnée par la digitalisation d'un système de mesure

où :

$$\left\{ \begin{array}{l} \end{array} \right\}_S(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_0^N \Delta \delta \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

La fonction  $H(\sigma)$  se calcule aisément en repassant aux sommes de Fourier.

On trouve :

$$H(\sigma) = 2 \delta_0 \sum_{n=0}^N J_n \sin 2 \pi \sigma n \delta_0$$

La figure (20) représente la fonction d'appareil obtenue sans apodisation ainsi que la fonction  $H(\sigma)$  correspondante

dans ce cas particulier :  $F(\sigma) = \frac{\sin 2 \pi \sigma \Delta m}{\pi \sigma}$

et  $H(\sigma) = \frac{2 \Delta m^2 \pi \sigma \Delta m}{\pi \sigma}$

#### F) ERREURS DUES AU SYSTEME D'ENREGISTREMENT.

Si le système de mesure possède une caractéristique  $C$  non linéaire, (fig. 21), la valeur de l'échantillon enregistré est :

$$I'_n = C(I_n) = \sum_{p=0}^{\infty} a_p (I_n)^p$$

et la transformée de Fourier des  $I'_n$  donnera :

$$TF(I'_n) = \sum_p a_p TF(I_n)^p$$

Nous verrons donc apparaître dans le spectre des termes de la forme :

$$a_2 TF(I_n^2) = a_2 (B(\sigma) \star B(\sigma))$$

$$a_3 TF(I_n^3) = a_3 (B(\sigma) \star B(\sigma) \star B(\sigma))$$

ETC.....

Ces erreurs ne présentent plus aucun caractère aléatoire et sont difficilement différentiables du spectre.

Dans le cas où la caractéristique est une fonction impaire, les harmoniques de rang pair seront nuls. Pour les spectres d'absorption, tout comme pour les erreurs dues à des fluctuations d'intensité de la source, les erreurs les plus importantes seront faites sur les premiers

échantillons de l'interférogramme, et elles se traduiront sur le spectre par des variations lentes du niveau continu.

Le bruit de digitalisation est un cas particulier de ce type d'erreur; il est dû à la quantification des mesures par le voltmètre digital. La caractéristique  $C$  est alors une fonction en marche d'escalier (fig. 22)

#### G/. CONCLUSION.

Nous venons de montrer l'influence des diverses sources d'erreur sur le spectre. Cependant il est très difficile de dégager l'importance relative de chacune d'elles.

Comparons le cas de l'étude d'un spectre d'émission, à celui d'un spectre d'absorption à haute résolution:

L'énergie contenue dans un élément spectral d'un spectre d'émission diminue comme la limite de résolution, et à pouvoir de résolution élevé, elle deviendra plus faible que celle couramment observée des raies d'un spectre en émission. Les spectres en absorption présenteront donc un rapport signal/bruit de détecteur plus petit que celui que l'on peut obtenir avec certaines raies d'émission intenses.

Si ces sources présentent des fluctuations d'intensité non compensées par un système à temps d'intégration variable, nous devons considérer les deux effets suivants :

- 1/. Les fluctuations de l'énergie moyenne qui tombe sur le détecteur introduiront dans le spectre des erreurs proportionnelles à cette énergie qui est beaucoup plus grande dans un spectre d'absorption que dans un spectre d'émission. Les spectres d'absorption seront donc plus sensibles à ce type de fluctuations que ceux d'émission.

2/. Les fluctuations de l'amplitude des échantillons introduiront dans le spectre des erreurs proportionnelles à l'énergie contenue dans un élément spectral. Elles seront donc plus importantes dans un spectre d'émission.

Les spectres en laboratoire que nous présenterons (chapitre VII) ont été réalisés :

a) - en absorption, avec comme source de lumière blanche une source à incandescence utilisant une alimentation stabilisée. Les fluctuations résiduelles à fréquence basse du fond continu de l'interférogramme ont été fortement réduites par l'emploi de la modulation interne et le bruit de détecteur sera prépondérant dans tous ces spectres.

b) - en émission, avec certaines sources de stabilité médiocre, mais relativement intenses (tube Hg sans électrode excité en micro-ondes). Les fluctuations observées dans le spectre sont essentiellement dues à ces instabilités, et ne présentent aucun caractère fondamental (un système à temps d'intégration variable les aurait théoriquement supprimées). Les spectres obtenus avec des sources plus stables (fig. 64) présentent un rapport signal/valeur efficace des fluctuations bien supérieur.

## DESCRIPTION de L'APPAREIL

---

### A - PROBLEMES SPECIFIQUES DE LA T.F. A HAUTE RESOLUTION.

---

Nous allons examiner les problèmes qui se sont posés lorsque nous avons voulu passer d'une limite de résolution  $\delta \nu = 0,1 \text{ cm}^{-1}$  à environ  $510^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , soit 20 fois plus faible.

Ils se situent à différents niveaux :

- 1/. L'interféromètre;
- 2/. La source de référence;
- 3/. La capacité du calculateur (intervalle spectral libre étroit);
- 4/. L'avancement pas à pas.

#### 1/. L'INTERFEROMETRE.

Il doit posséder une différence de marche variable de 0 à 200 cm environ, sans qu'il y ait de dérèglement de la partie optique. D'autre part, la précision absolue  $\Delta \delta$  avec laquelle la position du système réflecteur mobile doit être définie est très grande\*, ce qui exclue, pour son déplacement, tout système possédant des frottements solides. Les systèmes utilisés jusqu'ici, billes et glissières, (26), ne sont plus applicables, ils conduiraient à la réalisation de chariot porte-miroir, de l'ordre de un mètre de longueur. Le même problème se pose pour le moteur (système de la bobine de haut-parleur) dont la longueur

-----  
\*

Les considérations du chapitre précédent sur les fluctuations de phase introduisent le facteur  $\frac{2\pi(\Delta \delta)}{\lambda}$ ; il montre qu'une valeur de  $\Delta \delta = 10 \text{ \AA}$  n'est pas excessive lorsqu'on désire des spectres de haute qualité.

hors tout prendrait, dans notre appareil, des proportions considérables.

## 2/. LA SOURCE DE REFERENCE.

Afin de contrôler la valeur de la différence de marche, on utilise le signal que donne l'interféromètre à partir d'une source de référence monochromatique : pour cela, il est nécessaire que ce signal présente sur toute la longueur du déplacement, un bon contraste, ce qui signifie que la largeur de la raie doit être inférieure à  $\frac{1}{\Delta_{\max}}$ ,  $\Delta_{\max}$  étant la différence de marche maximum atteinte par l'interféromètre. Pour  $\Delta_m = 10 \text{ cm}$ , on utilise une source à mercure monoisotopique ; par contre, pour  $\Delta_m = 200 \text{ cm}$ , seule une source laser ou superradiante peut donner des résultats satisfaisants. Dans le cas d'une source laser, nous ferons remarquer l'importance d'une stabilisation efficace. En effet, si nous désirons pour  $\Delta_{\max} = 200 \text{ cm}$  une précision  $\Delta\delta \approx 10^{-3} \mu$ , cela signifie que la fréquence de la source doit être stabilisée à  $0,510^{-9}$ .....

## 3/. CAPACITE DU CALCULATEUR.

Le nombre d'échantillons  $N$  que peut analyser un ordinateur est limité, et par suite le nombre d'éléments spectraux  $M$  (au maximum  $M = N$ ). Aux faibles pouvoirs de résolution, le domaine spectral libre (supérieur à  $1000 \text{ cm}^{-1}$ ) pouvait être isolé à l'aide d'un filtre interférentiel. Aux pouvoirs de résolution élevés, l'ordre de grandeur de ce domaine spectral est de  $100 \text{ cm}^{-1}$  ( $N \approx 40.000$ ). Isoler un tel domaine avec un profil trapézoïdal nécessite un prémonochromateur.

## 4/. L'AVANCEMENT PAS A PAS.

Dans cette méthode, le cycle d'avancement du système mobile se décompose en deux temps : un temps d'avancement pendant lequel la différence



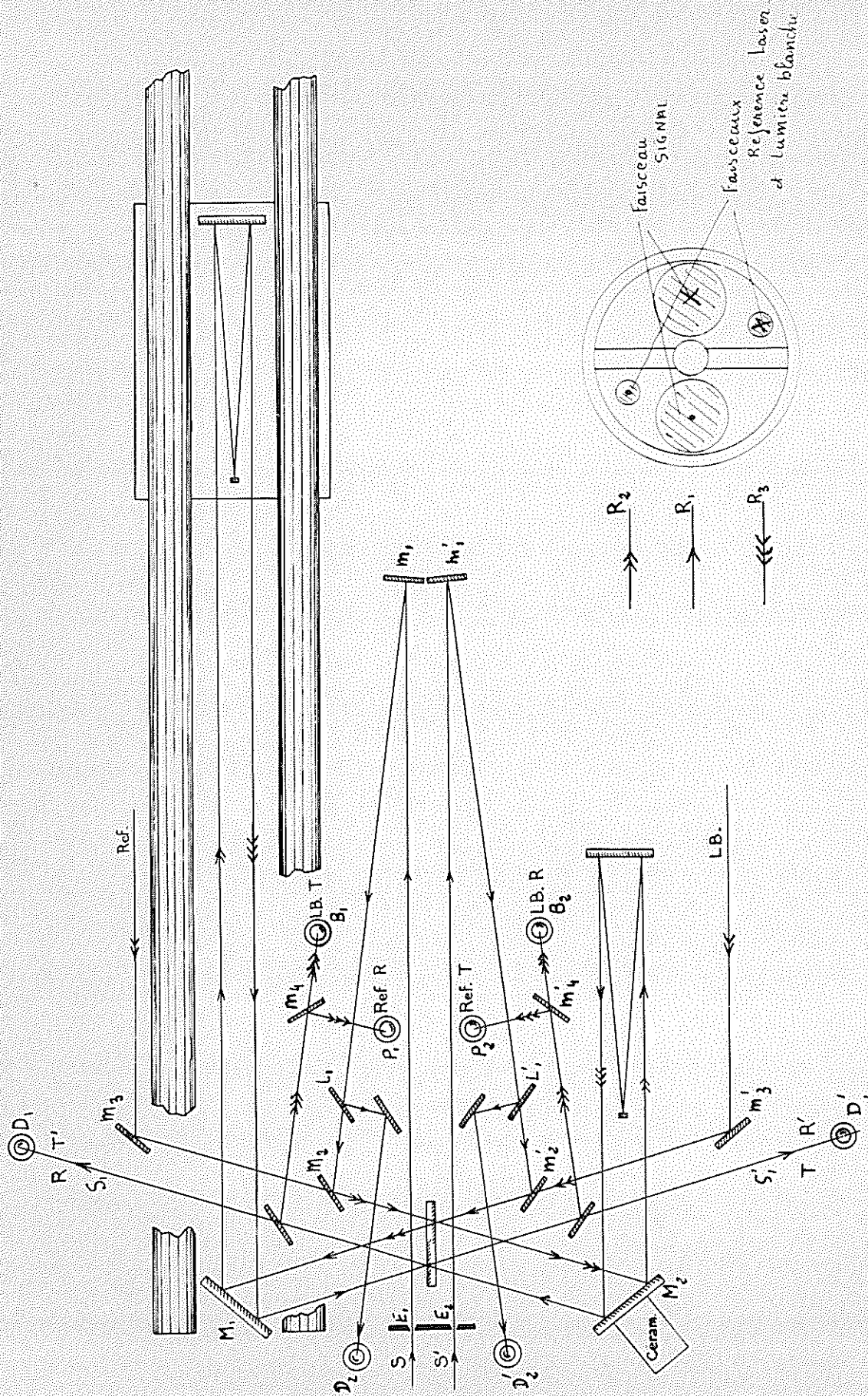


Fig 23- Schéma optique de l'interféromètre à grande d.d.m.

de marche varie d'un nombre entier de fois la longueur d'onde de la raie de référence  $k \lambda_0$ , un temps de stationnement pendant lequel la différence de marche est asservie à rester constante. Or l'inertie du chariot ne permet pas un arrêt assez rapide lorsque sa vitesse dépasse  $30 \mu/\text{sec}$ , ce qui nous conduit, pour le déplacement maximum - soit 180 cm - à un temps d'avancement total perdu pour la mesure de l'ordre de 9 heures.

Nous allons voir dans le chapitre suivant comment ces différents points ont pu être résolus.

## B - L'INTERFEROMETRE.

### I) - FORME GENERALE DU SYSTEME OPTIQUE,

Ce type d'interféromètre dit à "oeil de chat" a été décrit par P. Connes (26) et M. Cuisenier (33). La figure 23 représente l'appareil que nous avons construit avec le trajet des trois faisceaux qui le traversent. Les bras de l'interféromètre ont été repliés à l'aide de deux miroirs plans,  $M_1$  et  $M_2$ , dont l'un est porté par une céramique piézoélectrique.

#### a//. Le faisceau signal.

Celui-ci peut pénétrer dans l'interféromètre par l'une ou l'autre de ses deux entrées B et B', constituées par deux diaphragmes circulaires placés au foyer de deux miroirs concaves M et M'. Le

faisceau est réfléchi ensuite par les miroirs  $M_2$  et  $M'_2$  avant de tomber sur la séparatrice. Les deux faisceaux sortant de l'interféromètre  $S_1$  et  $S'_1$  sont recueillis par deux détecteurs PBS refroidis  $D_1$  et  $D'_1$ .

Une partie du faisceau d'entrée, séparée par deux lames de silice  $L_1$  et  $L'_1$ , tombe sur deux détecteurs  $D_2$  et  $D'_2$  semblables aux précédents; ils donnent en sortie un signal proportionnel au flux lumineux global qui tombe sur l'interféromètre.

b/. Le faisceau de référence,

Il pénètre dans l'interféromètre, au-dessus du plan de la figure (23) par l'intermédiaire du miroir  $M_3$ , il en sort en-dessous, où les deux signaux, en opposition, tombent sur deux photomultiplicateurs  $P_1$  et  $P_2$ .

c/. Le faisceau de lumière blanche,

Ce faisceau, réfléchi par le miroir  $M'_3$  est mélangé au faisceau référence, sur la séparatrice; il en est séparé à la sortie par deux miroirs froids  $M_4$  et  $M'_4$ , et tombe alors sur deux détecteurs PBS non refroidis. Il sert à repérer la position de la ddm zéro, nécessaire pour le calcul du spectre.

Cet interféromètre est plus particulièrement adapté à une modulation d'amplitude du faisceau signal, à laquelle il était initialement destiné. C'est ainsi qu'il a donné ses premiers résultats (48); il a été ensuite modifié par l'introduction de la modulation interne. Les différentes modifications seront étudiées séparément en détail dans les paragraphes ultérieurs. Elles portent:

- 1) sur le petit miroir de l'un des "oeils de chat" qui est fixé à l'extrémité d'une céramique piézoélectrique,

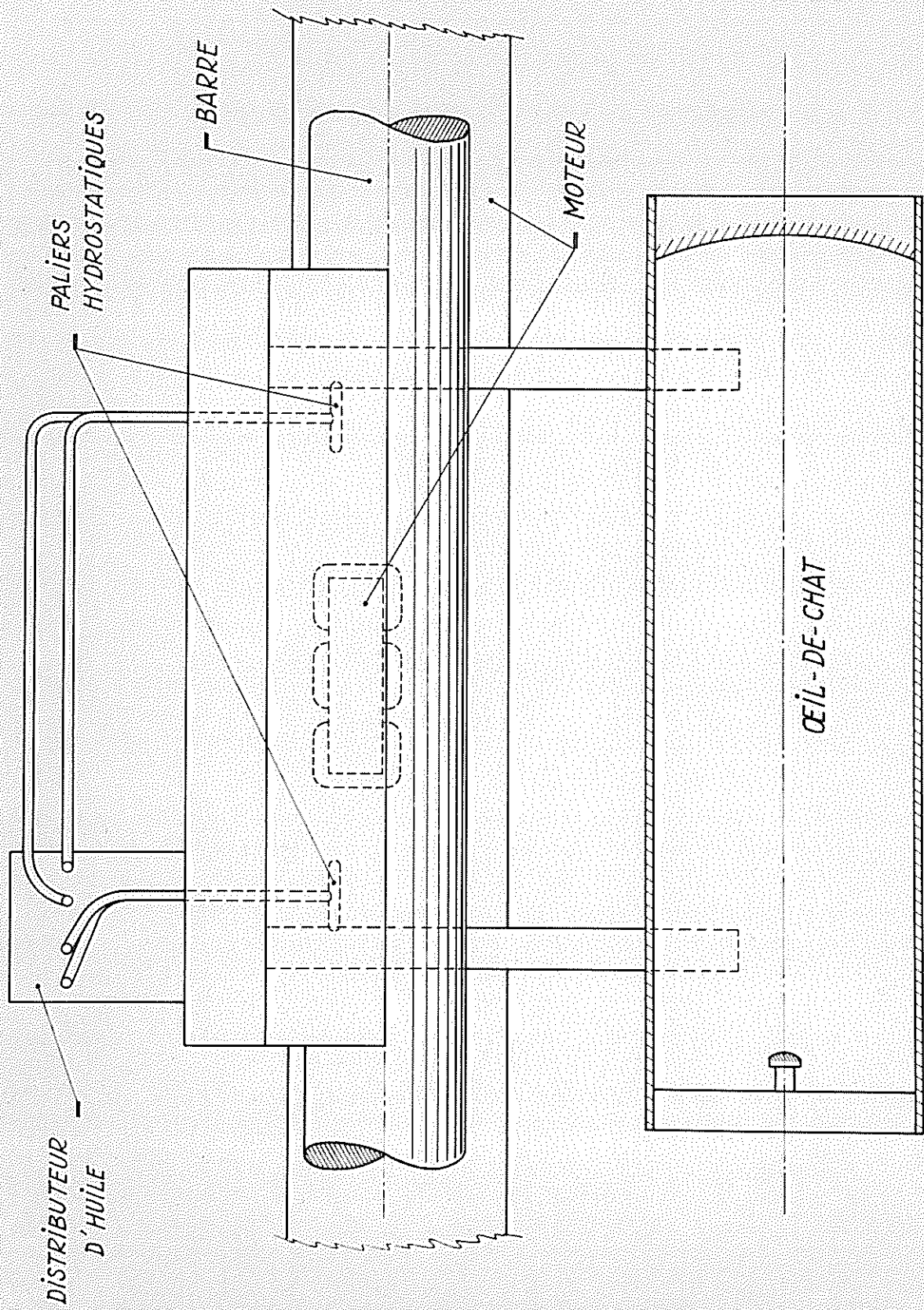


Fig. 24-

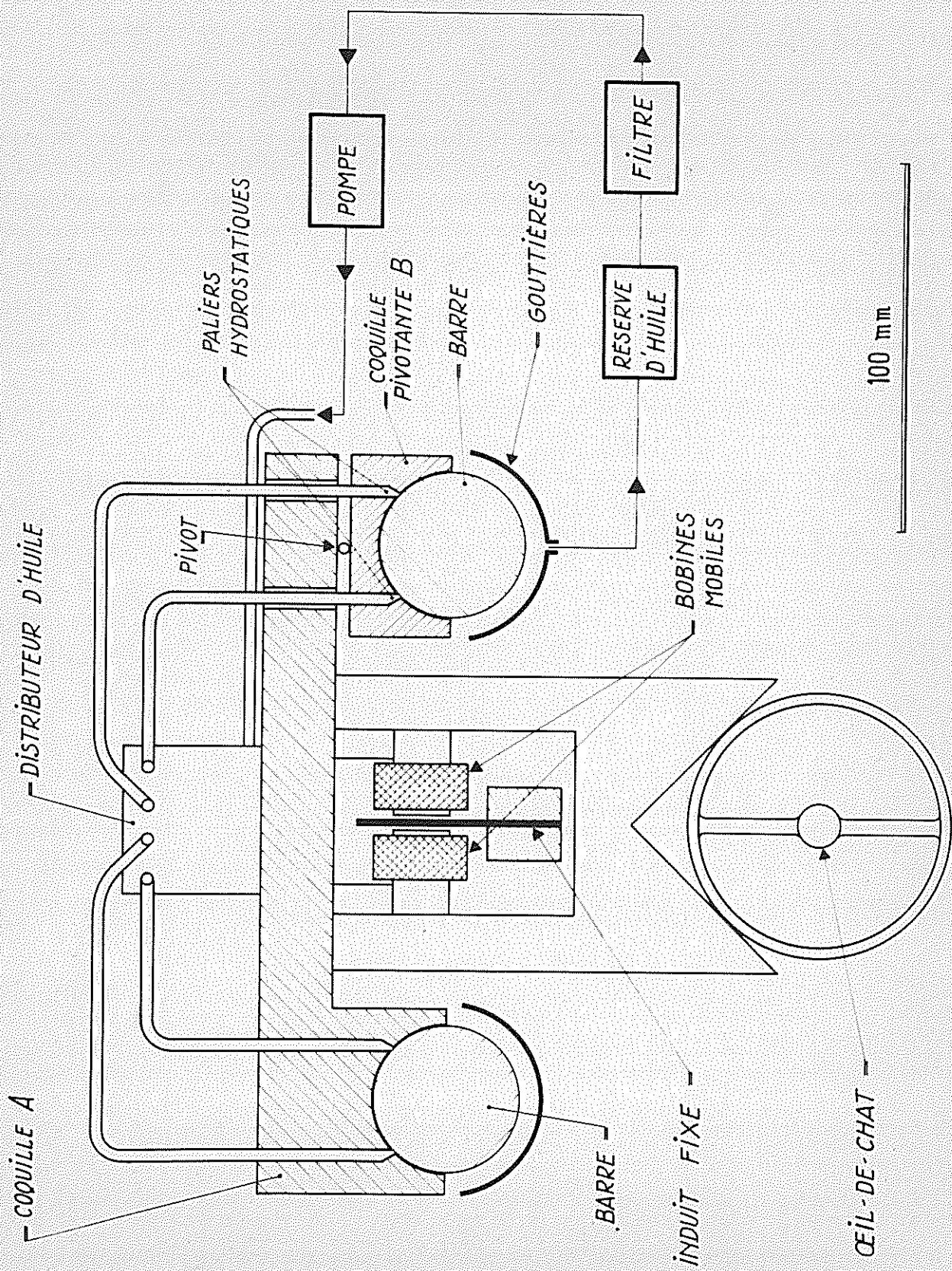


Fig. 25. Schéma de l'ensemble mobile de l'interféromètre

- 2) sur la suppression du faisceau de lumière blanche,
- 3) sur le faisceau de référence dont on peut faire varier la phase par rapport au faisceau signal.

## 2) - Le système de déplacement.

"L'oeil de chat" mobile est porté par un chariot auquel sont fixées deux coquilles semi-cylindriques (fig. 24); celles-ci peuvent glisser avec un film d'huile interposé sur deux barres en acier rectifié de 5 cm de diamètre, et de 150 cm de longueur. La précision sur la rectitude des barres est relativement faible, de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-2}$  mm, par contre, leur diamètre est défini à mieux de  $10^{-2}$  mm sur toute la longueur. Ainsi, lors du déplacement, les coquilles restent bien ajustées aux barres.

Afin que le film d'huile soit le plus uniforme possible, une pression d'huile identique est appliquée en quatre points symétriquement placés de chaque coquille (fig. 24-25). L'alimentation continue de ces paliers est assurée par un circuit d'huile fermé, comprenant une pompe à engrenage, un filtre, et un réservoir qui recueille l'huile des gouttières placées sous les barres.

Ainsi, le déplacement est effectué sans aucun frottement solide sur une longueur qui peut être arbitrairement grande. Le film d'huile introduit un amortissement, ce qui est souhaitable pour réduire le temps de réponse du système mobile.

## 3) - Le moteur.

Afin de provoquer son mouvement, on applique au chariot une force produite par un moteur linéaire à induction diphasée. Le chariot porte

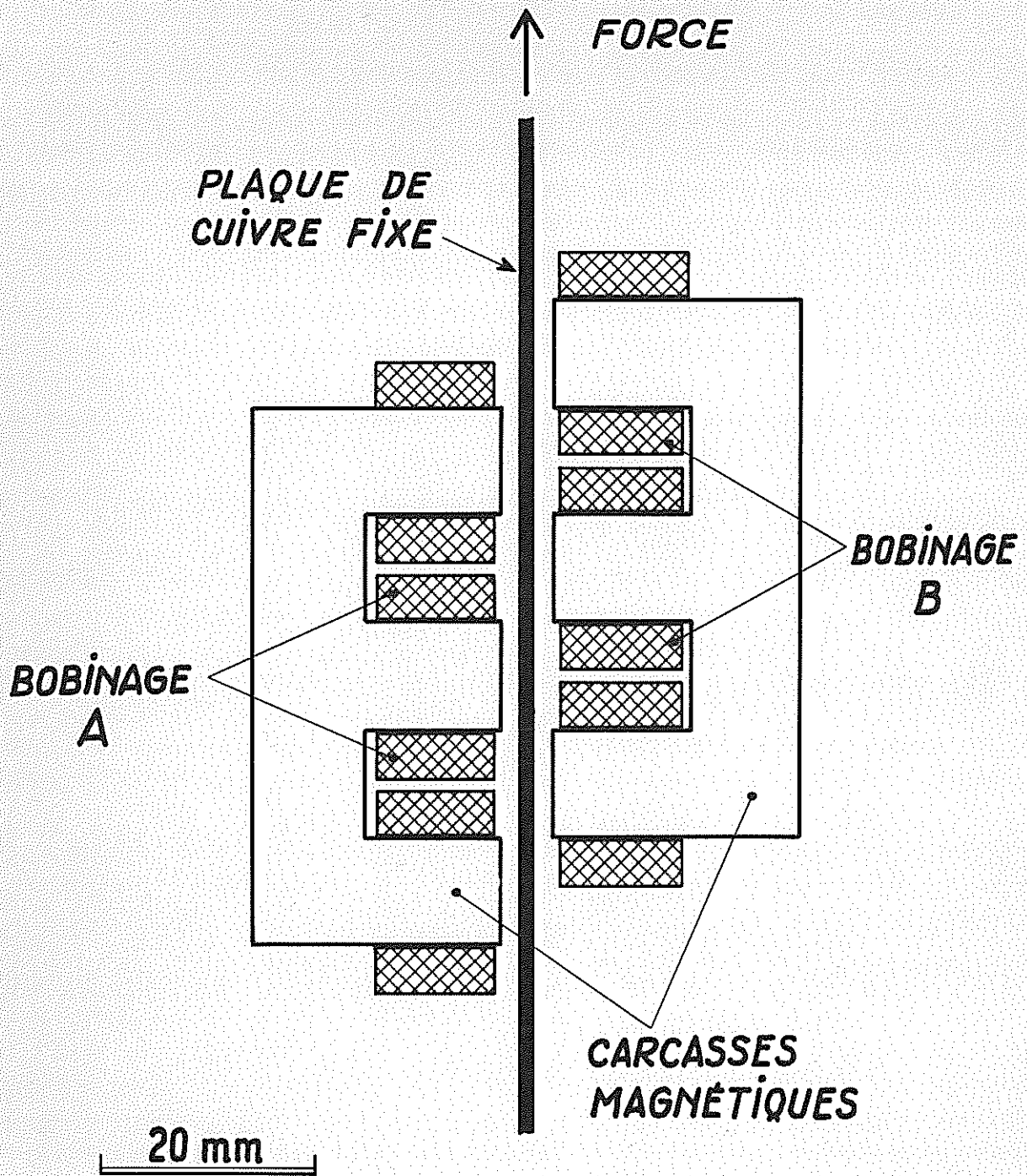


Fig: 26. Moteur linéaire.

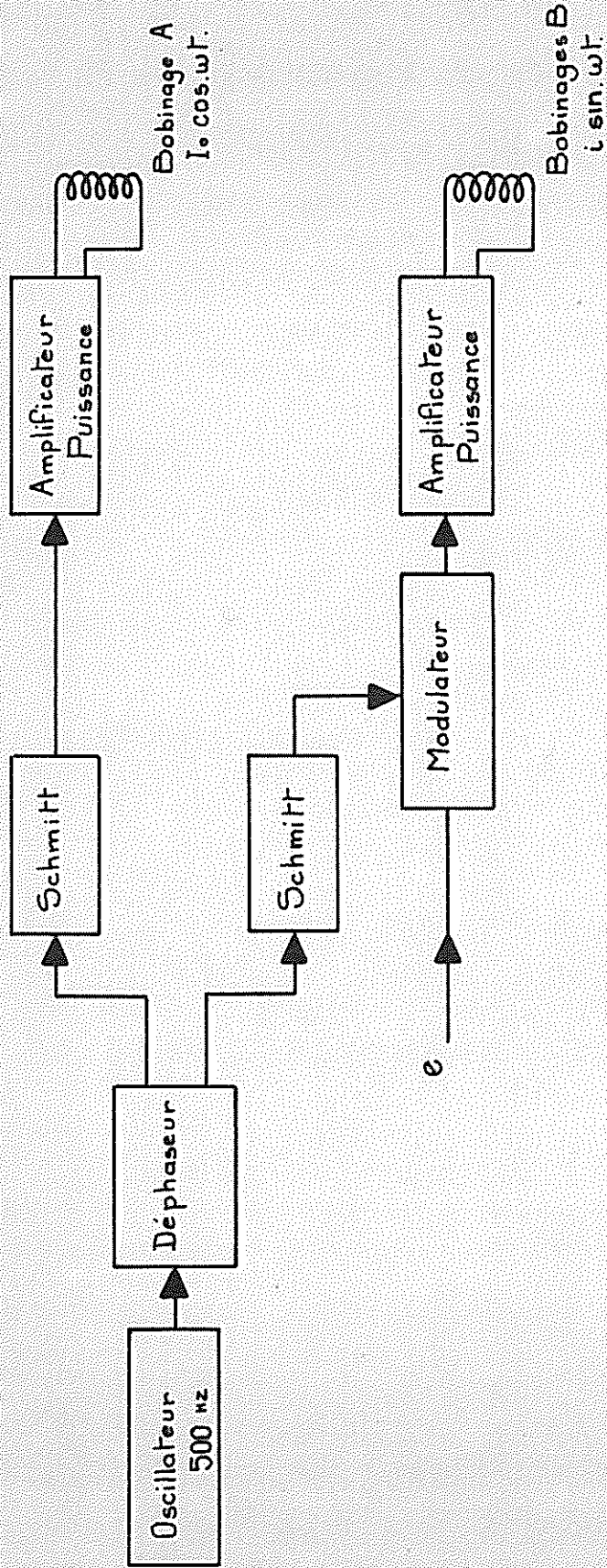


Fig:27- Alimentation du moteur linéaire.





## C/. LA SOURCE DE REFERENCE

Nous avons choisi comme source de référence, un laser He Ne fonctionnant à  $6.328 \text{ \AA}$ , qui nous permet le contrôle de la ddm sur une longueur de un mètre.

### 1/. Détermination du choix de la source de référence

Deux types de source peuvent actuellement répondre à nos exigences (largeur de raie très faible, intensité, stabilité en fréquence) :

- 1 - les lasers (fonctionnant en mode unique et stabilisés),
- 2 - les sources super-radiantes.

Cependant, alors qu'il existe des lasers fonctionnant dans le domaine "visible", les longueurs d'onde des sources super-radiantes se situent dans l'infrarouge, vers  $3,39 \mu(\text{Ne})$ , et ce sont les caractères de l'échantillonnage qui ont déterminé notre choix. En effet ; l'échantillonnage d'un interférogramme s'effectue avec un pas multiple entier de la longueur d'onde  $\lambda_0$  du signal de référence, soit  $p \lambda_0$ , et dans le spectre, il se présentera une succession de points de recouvrement (voir § III C), aux nombres d'onde multiples de  $\frac{\sigma_0}{2 p}$  ;  $q \frac{\sigma_0}{2 p}$  (domaine spectral libre :  $\frac{\sigma_0}{2 p}$ ).

Ainsi, nous remarquons que :

- a - le nombre des possibilités de centrer le domaine spectral occupé sur le domaine spectral libre croît avec  $\sigma_0$  :
- b - les points de recouvrement  $q \frac{\sigma_0}{2}$  au voisinage desquels il est impossible d'enregistrer un spectre sont d'autant plus espacés que  $\sigma_0$  est grand, le premier tombant à  $\frac{\sigma_0}{2}$ .

En conclusion, le nombre d'onde de la raie de référence doit être le plus grand possible. C'est pour cette raison que nous avons choisi la source laser à  $6.328 \text{ \AA}$ , dont le premier point de recouvrement tombe à  $7.900 \text{ cm}^{-1}$  ( $1,26 \mu$ ) ; elle possède, d'autre part, l'avantage d'être plus commodément détectable que les sources I. R., ne nécessitant pas de modulation externe de faisceau.

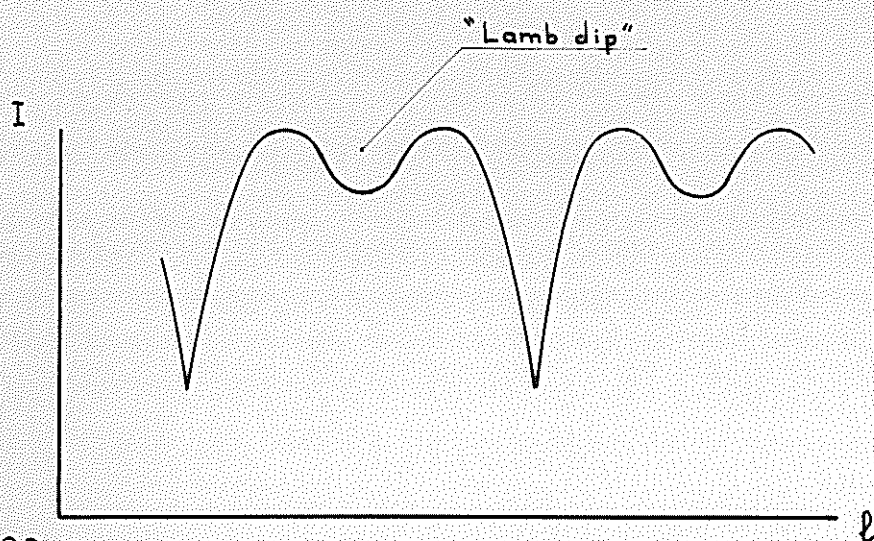


Fig: 28. Intensité du faisceau laser comme fonction de la longueur de la cavité (Fréquence d'accord)

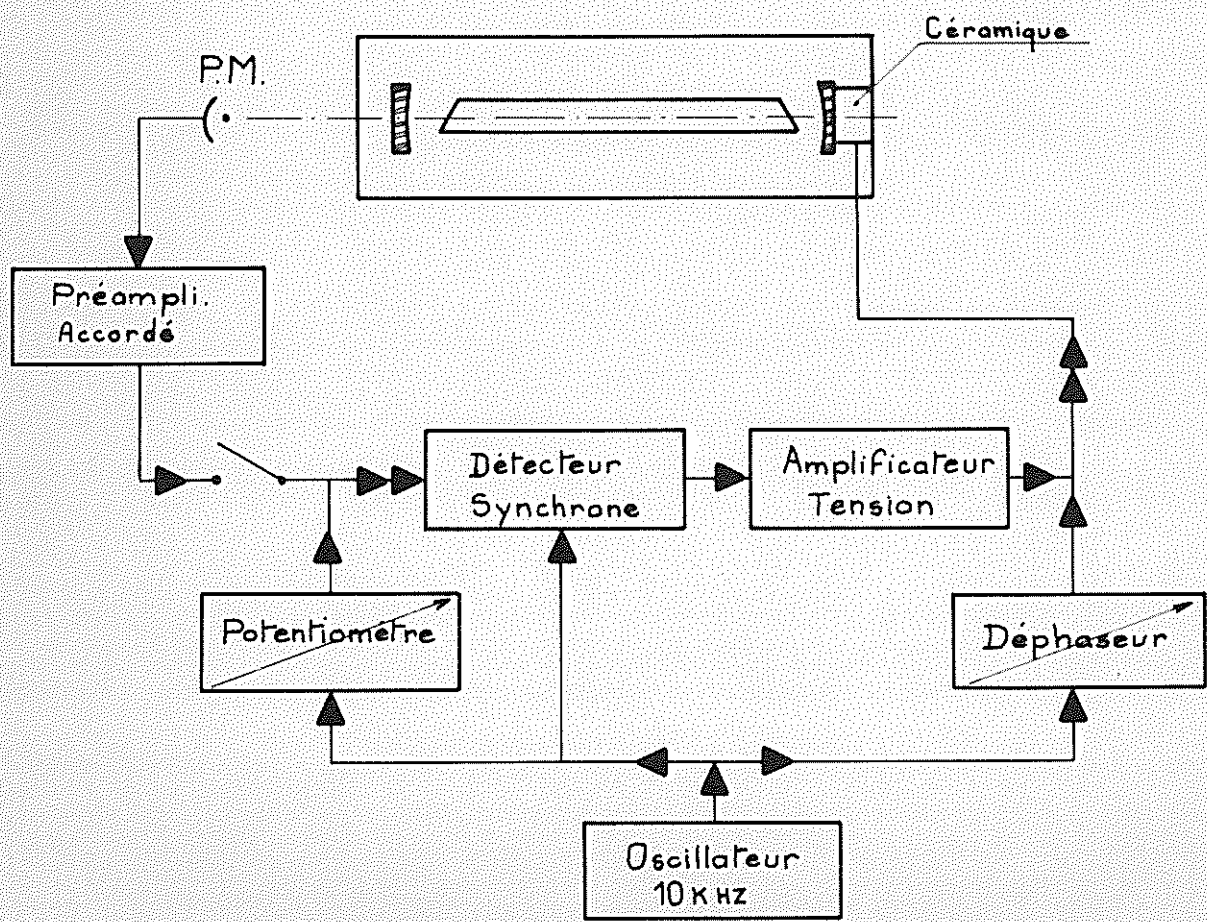


Fig: 29. Stabilisation du laser He Ne

2) - Le laser - Sa stabilisation.

Le laser utilisé a été construit au laboratoire. Le tube est rempli d'un mélange He Ne<sup>20</sup>, et la cavité possède une longueur de 250 mm environ. Il fonctionne en mode transversal et longitudinal unique, et son intensité, en fonction de la fréquence d'accord de la cavité, présente un creux dont la largeur est de l'ordre de la largeur naturelle : le "lamb dip" (49) (fig. 28 ). La stabilisation est alors très simple, elle est identique dans son principe à celle décrite par Shimoda et Javan (50).

Un des miroirs de la cavité (fig. 29 ) est fixé à l'extrémité d'une céramique piézoélectrique, le flux laser étant détecté à l'aide d'un photomultiplicateur. Une tension alternative de 10<sup>kHz</sup> est envoyée aux bornes de la céramique, modulant ainsi l'intensité du faisceau laser . Le signal alternatif que donne le photomultiplicateur est démodulé, puis amplifié, et est envoyé en contre-réaction à la céramique. Ainsi, la longueur de la cavité reste constante, de sorte que le signal de sortie soit fixé dans le creux du "lamb dip", c'est-à-dire au centre de la raie à 6.328 Å.

Il existe deux points de fonctionnement stable, l'un correspondant au "lamb dip" , l'autre au changement d'ordre de la cavité. Aussi est-il nécessaire de prévoir un réglage qui positionne la cavité au voisinage du "lamb dip" avant de fermer la boucle d'asservissement (fig. 29).

-----

D - AVANCEMENT PAS A PAS.

=====

Le cycle d'avancement du chariot de l'interféromètre se décompose en deux temps:

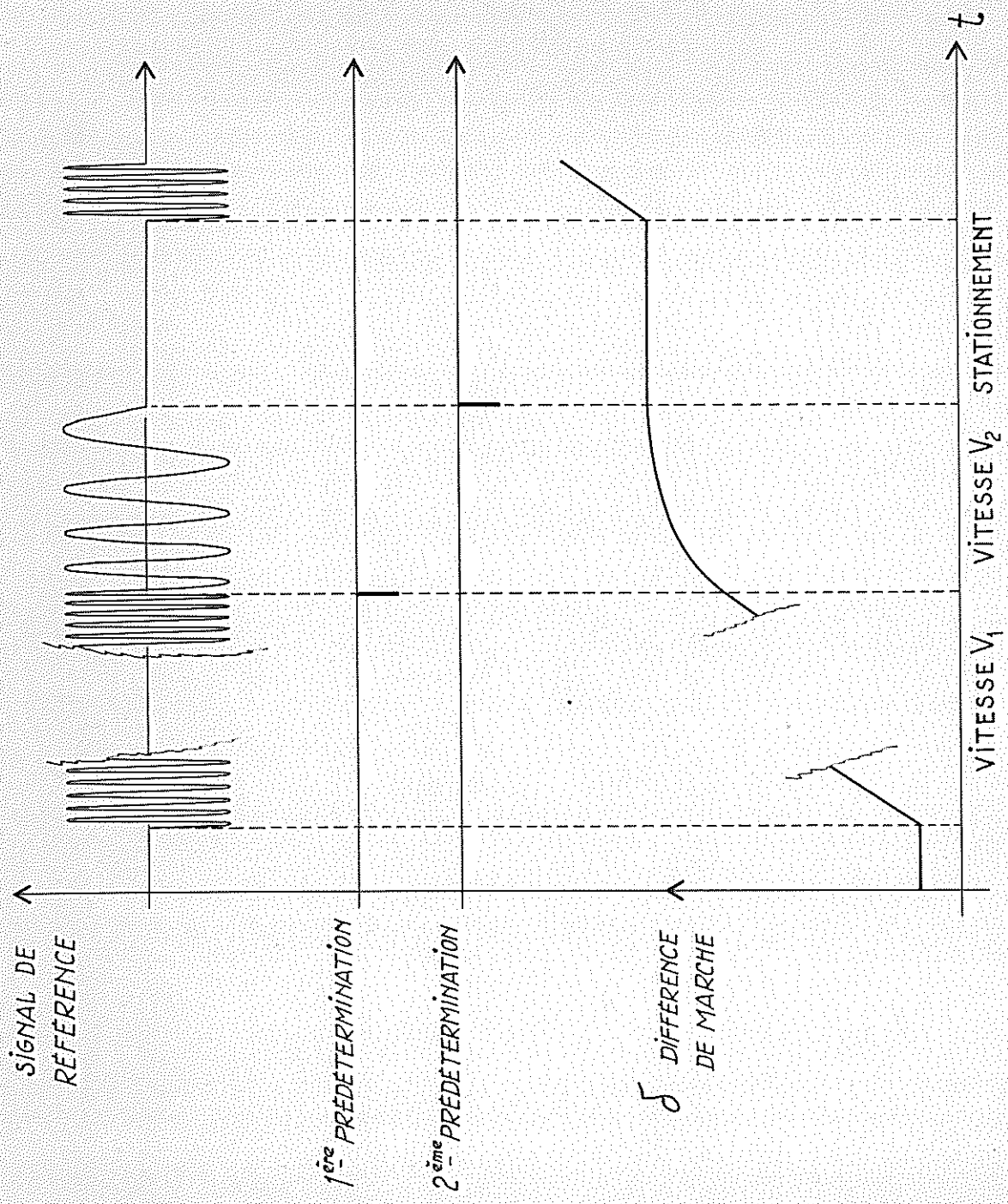


Fig.30. Variation de la différence de marche en fonction du temps

- 1) un temps d'avancement pendant lequel la différence de marche varie d'un nombre entier  $p$  de fois la longueur d'onde du signal de référence,
- 2) un temps de stationnement.

1) - Temps d'avancement.

Nous avons trouvé (§ A4) une incompatibilité entre la durée totale du déplacement que l'on désire très courte, car non utilisable pour la mesure, et la vitesse maximum possible du chariot au moment de chaque arrêt. Nous avons concilié ces exigences en effectuant le déplacement en deux temps, à l'aide d'un compteur à double prédétermination (fig.30 ):

Le défilement des  $p'$  premières franges ( $p'$  étant inférieur à  $p$  de quelques dizaines), s'effectue à grande vitesse  $V_1$  de l'ordre de  $300 \mu/s$ , soit environ  $1000$  franges/s ; au bout de la  $p'$ ième frange, le compteur commande le ralentissement du chariot qui atteint une vitesse  $V_2$  de  $45 \mu/s$ , soit  $150 \lambda_0/s$  au moment de l'arrêt commandé par le passage de la  $p$ -ième frange.

Pendant toute la durée du défilement, le chariot est asservi en vitesse, ce qui a été réalisé de la façon suivante :

Le signal sinusoïdal de frange est envoyé dans un discriminateur de fréquence, qui donne en sortie un signal proportionnel à la fréquence, c'est-à-dire à la vitesse du chariot. Ce signal est utilisé comme signal d'erreur d'asservissement, et est envoyé en contre-réaction à l'alimentation du moteur linéaire.

Ainsi, nous pouvons obtenir que des pas de  $1000 \lambda_0$  soient effectués en une seconde environ, ce qui fait passer le temps de déplacement de 9 heures à 1 heure.



## 2) - Le temps de stationnement.

Au moment de l'arrêt, le compteur commande la mise en service d'une boucle d'asservissement en position; c'est l'intensité du signal de frange qui fournit le signal d'erreur, celui-ci, après filtrage et amplification, est envoyé en contre-réaction au moteur. Ainsi, pendant ces périodes, le signal de frange reste constant au voisinage de la valeur 0. Cependant, l'inertie du chariot (de masse  $M \simeq 5$  kgs) est grande, et l'amortissement dû aux paliers insuffisant pour que l'asservissement soit rapide et stable. La solution que nous avons adoptée consiste à doubler cet asservissement par un second portant sur une pièce plus légère : le miroir  $M_2$  fixé à l'extrémité d'une céramique piézoélectrique.

Le temps de réponse de ce miroir est court et permet, bien que le déplacement maximum soit de quelques microns seulement, d'augmenter considérablement le gain du premier asservissement, tout en conservant à l'ensemble une grande stabilité.

## 3) - Ensemble électronique.

Le schéma 31 ci-contre représente le bloc diagramme détaillé du système d'avancement. Dans son état stable, le circuit d'asservissement fonctionne (circuit ———), la porte A étant ouverte, les portes B et C étant fermées (la porte B évite le comptage des franges fictives qui pourrait provenir de vibrations de l'appareil, et introduirait une erreur de phase dans l'interférogramme).

Lorsqu'une implusion, commandée manuellement, ou venant du système digital de lecture, arrive en (1), les bascules bistables D, E, F changent d'état, fermant ainsi la porte A, et ouvrant les portes B et C. Le circuit d'asservissement en vitesse (circuit -----) est mis en



service, le chariot avance avec la vitesse  $V_1$  et les franges sont comptées par le compteur à prédétermination, au bout de la  $p$ -ième, il envoie une impulsion qui fait changer d'état la bascule E, modifiant ainsi la vitesse du chariot qui passe à  $V_2$ ; au bout de la  $p$ -ième, une seconde impulsion fait changer d'état les bascules D et F, refermant les portes B et C, et ouvrant de nouveau la porte A. Le système se retrouve alors dans son état initial.

Cette même impulsion, comme nous le verrons, commande la mesure d'un échantillon de l'interférogramme; celle-ci effectuée, une nouvelle impulsion arrive en (1), et ainsi de suite.

-----

#### E - LE FAISCEAU SIGNAL, SA MODULATION, L'INTERFEROGRAMME.

=====

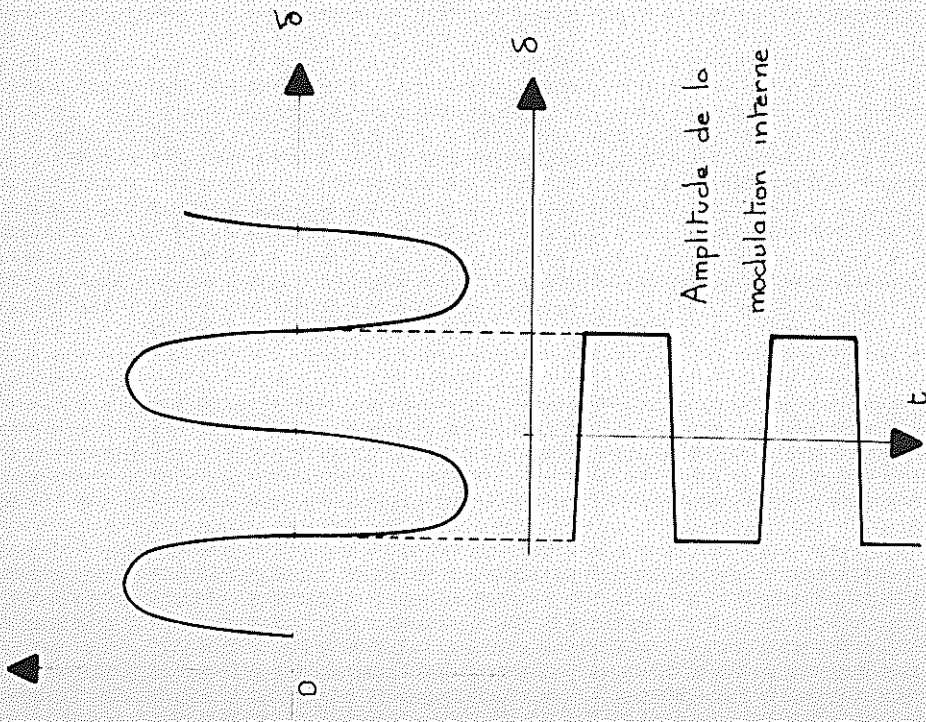
Pendant le stationnement de l'interféromètre à une différence de marche  $\delta$ , le faisceau signal qui tombe sur les détecteurs doit être modulé (modulation interne). La partie alternative de ce signal est alors détectée à l'aide d'un détecteur synchrone, puis intégrée pendant un temps  $t_1$  déterminé par un intégrateur de référence. Le résultat de cette intégration constitue l'échantillon de l'interférogramme  $I(\delta)$ .

C'est cette partie du dispositif que nous allons étudier maintenant.

##### 1) - La modulation interne.

La modulation interne du faisceau signal a été réalisée en portant le petit miroir convexe de "l'oeil de chat" fixe, par une céramique piézoélectrique, à laquelle on applique une tension alternative en forme de créneaux. Cette méthode, bien que plus simple à mettre en oeuvre que celle utilisée

Signal de  
référence  $I(\delta)$



Signal  
résultant  $I(F)$

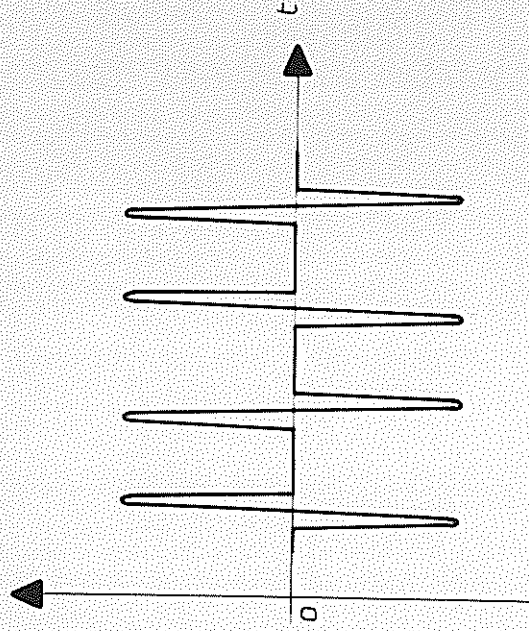


Fig:32-Influence de la modulation interne  
sur le faisceau référence.

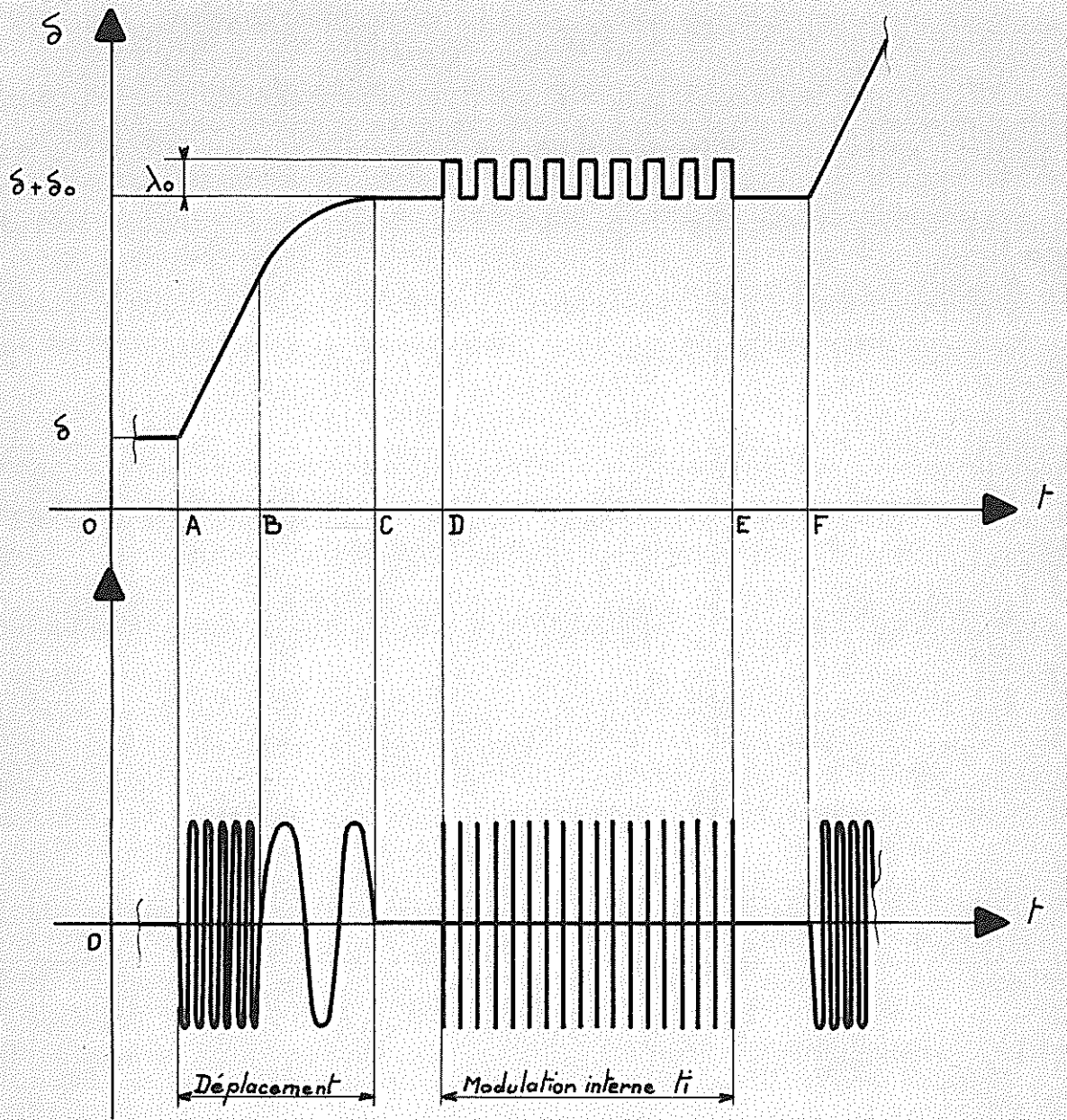


Fig:33-Variation de la ddm en fonction du temps au cours d'un cycle de fonctionnement en présence de la modulation interne

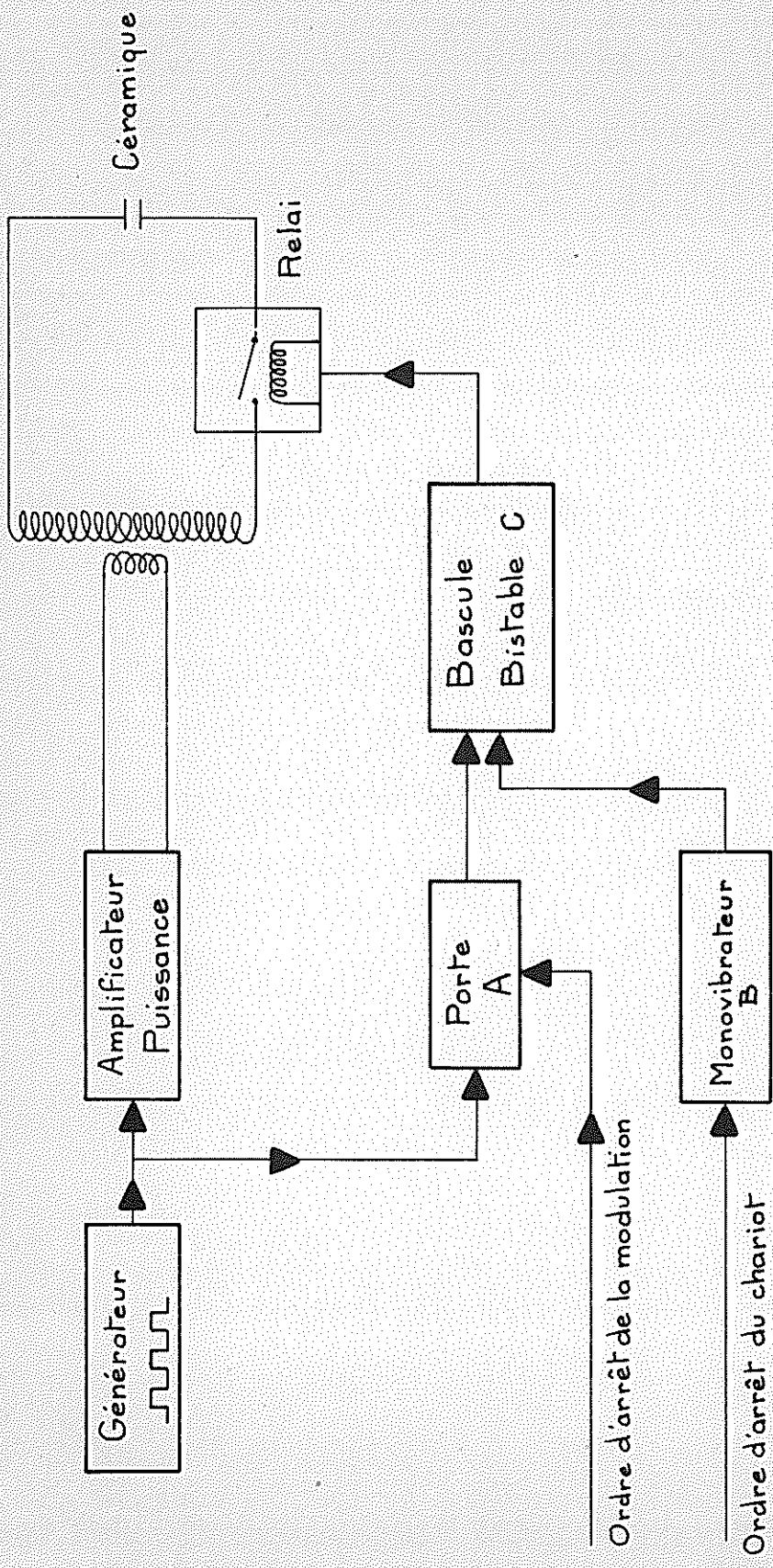


Fig:34. Alimentation de la céramique de modulation interne

par P. Connes (26), possède l'inconvénient de moduler l'ensemble des faisceaux qui traversent l'interféromètre (signal, référence, lumière blanche), perturbant ainsi l'asservissement et le système de comptage cependant cela ne se produira pas si :

- 1) l'amplitude de la variation de ddm introduite par la céramique est exactement un multiple entier de la longueur d'onde  $\lambda_0$ .
- 2) Le déplacement est effectué en un temps très court devant la constante de temps de l'asservissement.

Nous observons que, dans ce cas, (fig. 32), le signal d'erreur ne subit pas de perturbations sensibles par la présence de la modulation.

La figure 33 représente la variation de la ddm, ainsi que le signal de frange laser pendant un cycle de fonctionnement. Nous observons que:

- 1) Pendant le temps de déplacement, la modulation interne est coupée, et qu'elle n'est mise en service qu'un instant après l'arrêt, lorsque l'asservissement a atteint un régime stable.
- 2) Au moment de l'arrêt de la modulation interne, la céramique doit se trouver toujours dans le même état, autrement dit : la ddm doit posséder la valeur qu'elle avait avant l'application de la modulation. Il s'en suivrait autrement des erreurs de position.

Le schéma (34) représente l'alimentation de la céramique de modulation: la porte A étant fermée, l'impulsion marquant l'arrêt du chariot, après être retardée (monovibrateur B), ferme le relai (bascule bistable), mettant en communication la céramique et son alimentation; celle-ci se compose d'un transformateur haute tension, susceptible d'amplifier en tension des créneaux à fronts de montée relativement courts, délivrés par un générateur.

Lorsque l'ordre d'arrêt est envoyé à la porte A sous forme d'un échelon de tension, celle-ci s'ouvre, et c'est le premier front de montée positif

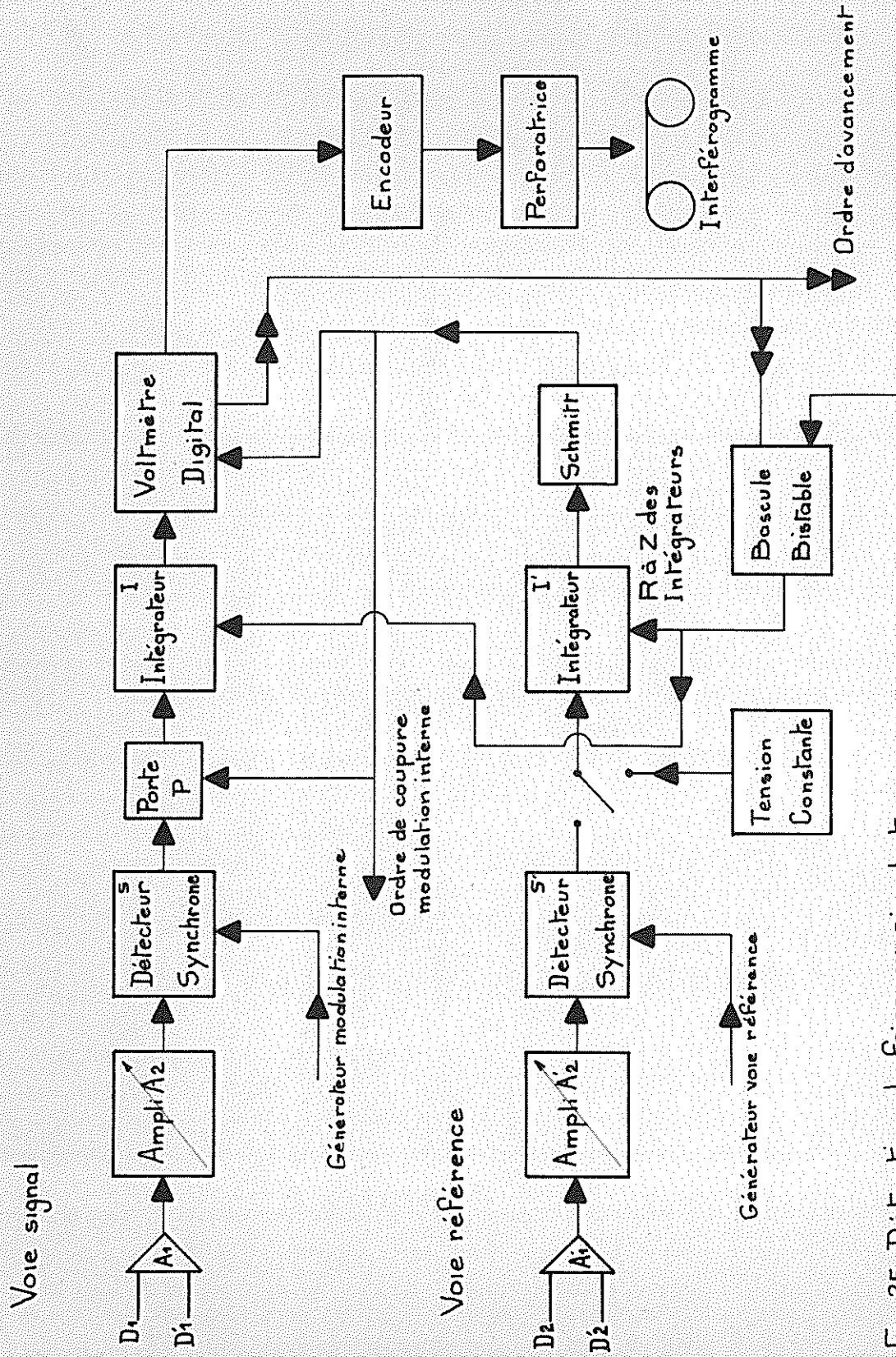


Fig:35. Détection du faisceau signal et enregistrement de l'interférogramme

Ordre de mise en service de la modulation interne

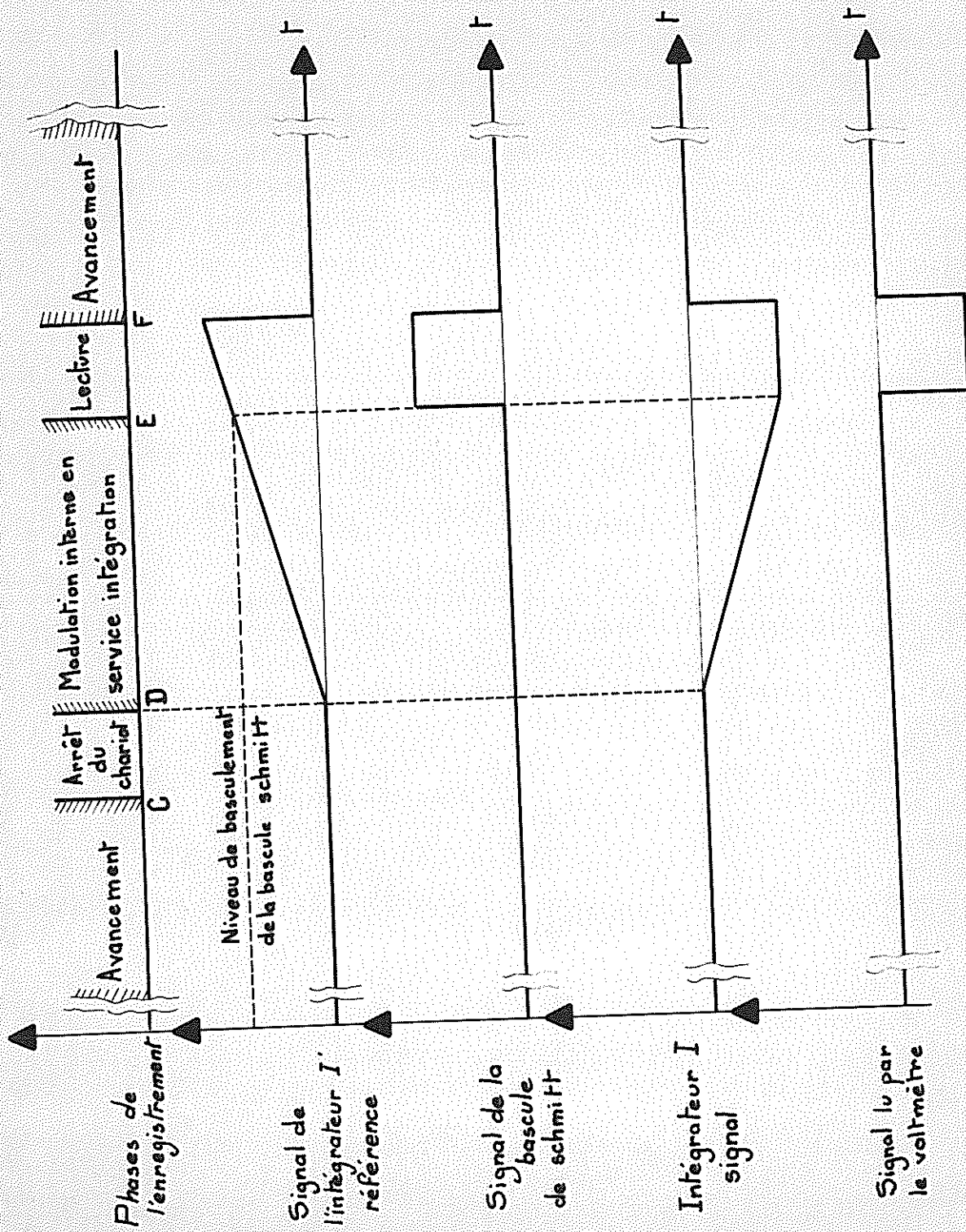


Fig: 36

(ou négatif) du signal de modulation qui vient (faisant basculer le bistable C) ouvrir le relai, isolant ainsi la céramique dont l'état est bien déterminé.

## 2) - L'enregistrement des échantillons $I(\delta)$ .

Le schéma 35 représente le détail de la partie électronique chargée de la détection et de l'enregistrement des échantillons de l'interférogramme. La figure 36 reproduit les signaux pris en différents endroits, montrant le déroulement des opérations pendant une période complète; le système comporte deux voies en parallèle.

### a) La voie signal:

Le signal donné par les détecteurs  $D_1$  et  $D'_1$  passe successivement par un préamplificateur  $A_1$ , un amplificateur  $A_2$  à gain variable, un détecteur synchrone S, une porte P et un intégrateur I. Le signal donné par l'intégrateur est lu par un voltmètre numérique, suivi d'un encodeur et d'une perforatrice.

Le voltmètre digital possède, en outre, une entrée par laquelle l'ordre de lecture lui est donné, et une sortie par laquelle une impulsion indique la fin de la lecture. C'est elle qui commandera l'avancement du chariot.

### b) La voie référence:

Cette voie détermine la durée  $t_1$  de l'intégration; cette durée peut être: soit constante, dans ce cas le signal d'entrée de l'intégrateur I' est une tension fixe, sa sortie étant envoyée à une bascule de Schmitt qui, déclanchant à niveau constant, donnera l'ordre de lecture au voltmètre; ce même ordre fermera la porte P et coupera la modulation interne; soit variable, le signal d'entrée de l'intégrateur est alors proportionnel au flux lumineux global reçu par l'interféromètre, et détecté par les récepteurs  $D_2$  et  $D'_2$ ; ainsi, il est possible de compenser des fluctuations



d'intensité de la source.

Les deux intégrateurs, remis à zéro, commencent leurs intégrations simultanément lorsque l'ordre de mise en service de la modulation interne est donnée, la porte P étant ouverte. Au bout du temps  $t_i$ , la porte P se ferme, permettant à l'intégrateur I de conserver la mesure que le voltmètre lira.

-----

#### F - POSITIONNEMENT DU VERNIER ÉCHANTILLON DE L'INTERFÉROGRAMME.

L'interférogramme n'étant pas mesuré symétriquement de part et d'autre de la ddm zéro, il est nécessaire, pour effectuer la transformée de Fourier, de connaître la position du premier échantillon de l'interférogramme par rapport à la ddm zéro. La méthode utilisée auparavant (26) consistait à commencer l'enregistrement de quelques échantillons (une centaine) avant la ddm zéro, et à connaître approximativement la position de celle-ci par rapport à l'interférogramme. Le calcul permet alors, à partir des points de l'interférogramme de phase quelconque, d'obtenir les points d'un interférogramme secondaire centrés sur la ddm zéro, avant d'effectuer la transformée de Fourier (26). Cette méthode nécessite qu'un faisceau de lumière blanche traverse l'interféromètre.

La méthode que nous avons utilisée ici est plus directe, et consiste à commencer l'interférogramme à la ddm zéro même. Cette opération est difficilement réalisable, car de précision médiocre lorsque l'interférogramme est une fonction paire (cas de la modulation d'amplitude), mais devient plus facile dans le cas de la modulation interne ; l'interférogramme est alors une fonction impaire, et son amplitude passe par zéro,

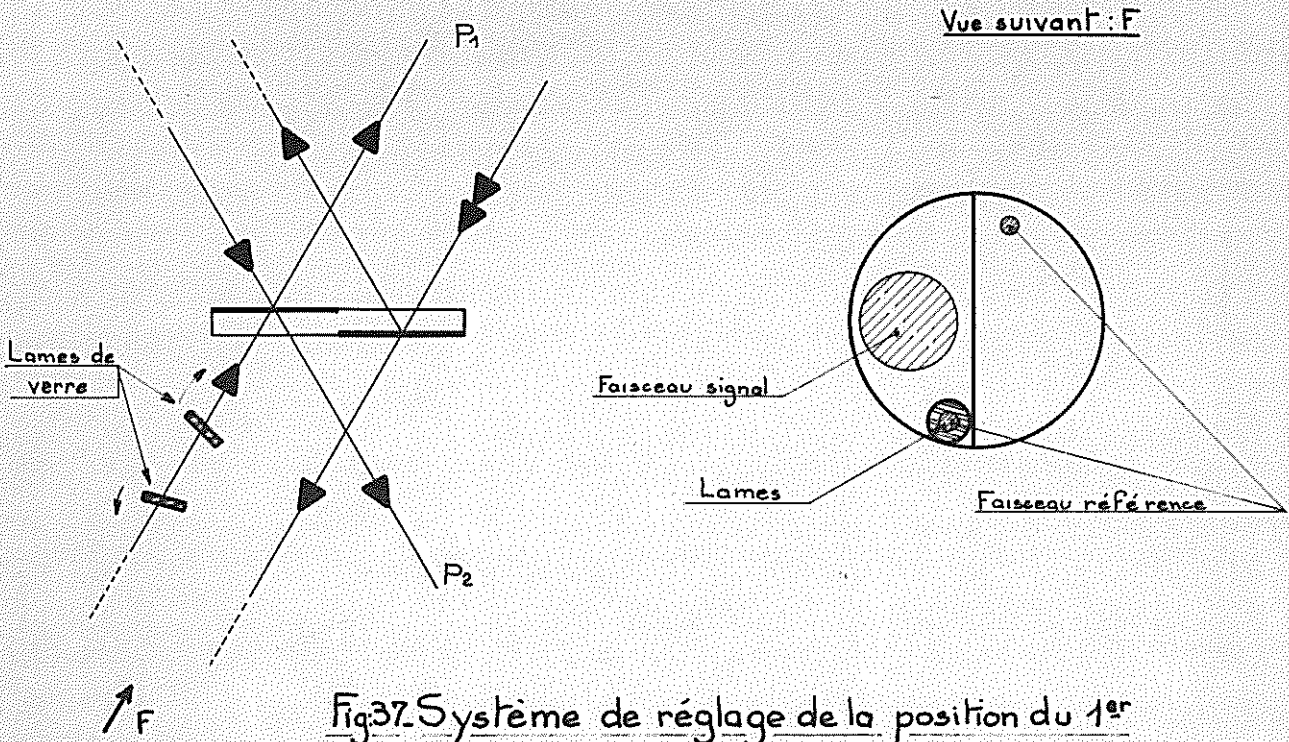


Fig.37. Système de réglage de la position du 1<sup>er</sup> échantillon de l'interférogramme.

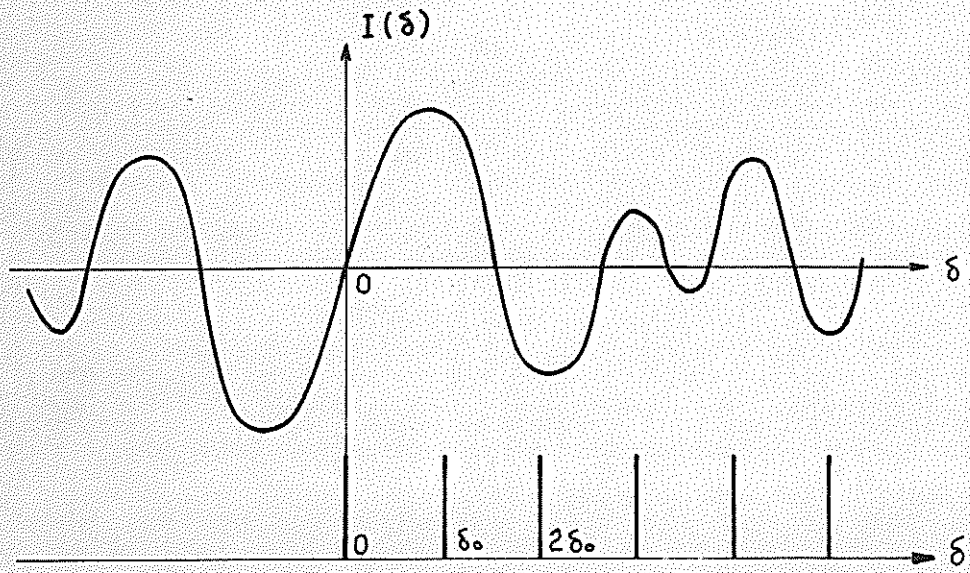


Fig.38. Position des échantillons lors de l'enregistrement d'un interférogramme

avec une pente maximum à la ddm zéro; celle-ci peut donc être définie avec une grande précision.

Réalisation:

Nous avons placé sur le trajet du faisceau laser, et dans l'un des bras de l'interféromètre, deux petites lames de faible épaisseur pouvant pivoter en sens inverse autour d'un axe vertical (fig. 37). Ces lames permettent de faire varier manuellement la ddm du faisceau signal par rapport à celle du faisceau laser. Ainsi, l'interféromètre étant asservi en position au voisinage de la ddm zéro, on enregistre le signal qu'il donne de la source à étudier, que l'on annule en agissant sur les lames; l'interféromètre est ainsi asservi à la ddm zéro. Il suffit alors de donner le premier ordre d'avancement pour démarrer l'interférogramme dont les échantillons seront pris aux ddm  $\delta_0$ ,  $2\delta_0$  .....  $n\delta_0$  (fig. 38).

#### G. - ORGANES ANNEXES.

Comme nous l'avons montré (A3), il est nécessaire de limiter le domaine spectral étudié à quelques dizaines de  $\text{cm}^{-1}$ , ce qui ne peut être réalisé de façon commode et souple qu'en utilisant un prémonochromateur que l'on adaptera à l'interféromètre.

##### 1) Le prémonochromateur.

Cet appareil doit être l'équivalent d'un filtre à bande passante variable, trapézoïdale, possédant des fronts de montée aussi raides que possible.

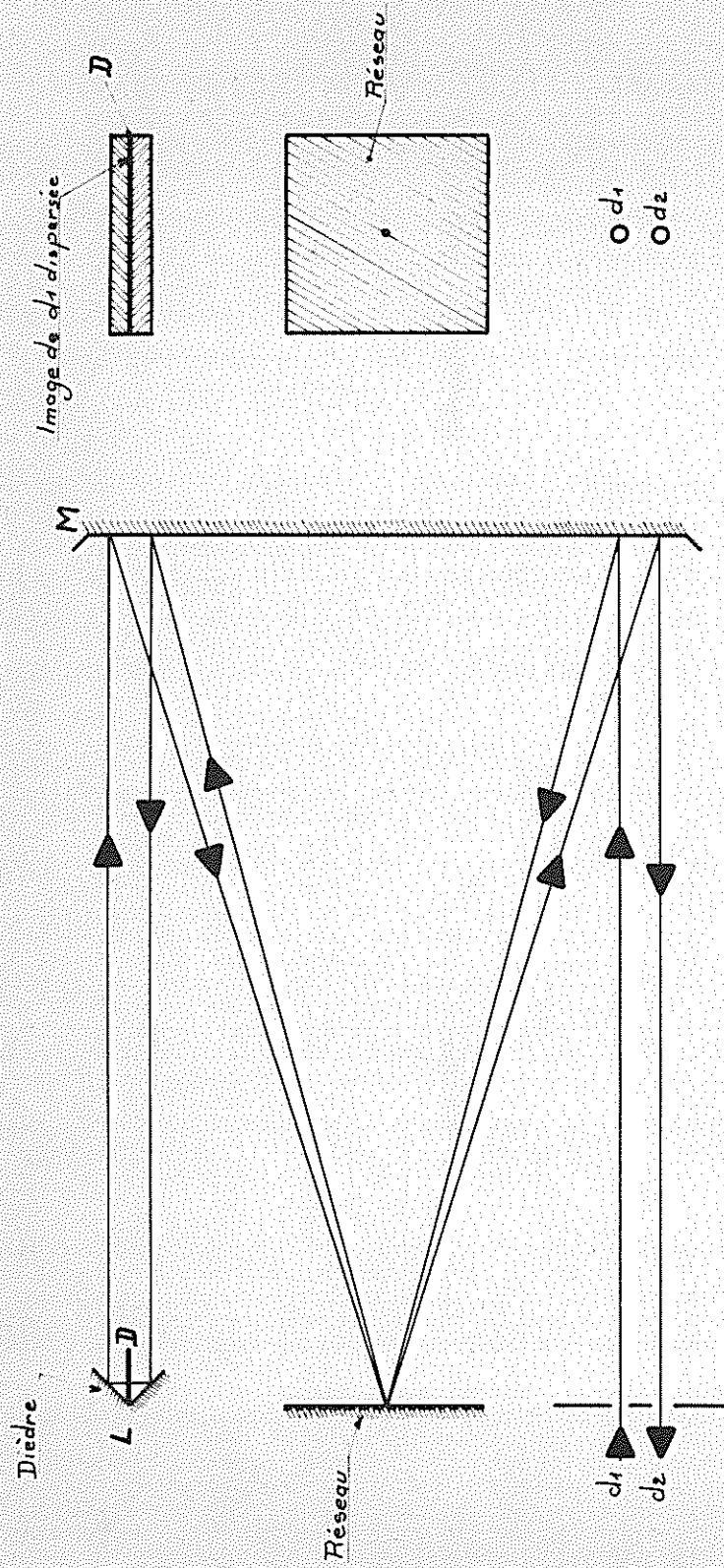


Fig:39. Le prémonochromateur  
 (La dispersion est perpendiculaire au plan de figure).

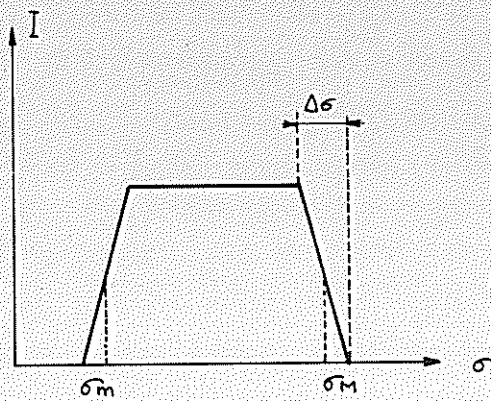


Fig:40. Bande passante du prémonochromateur.

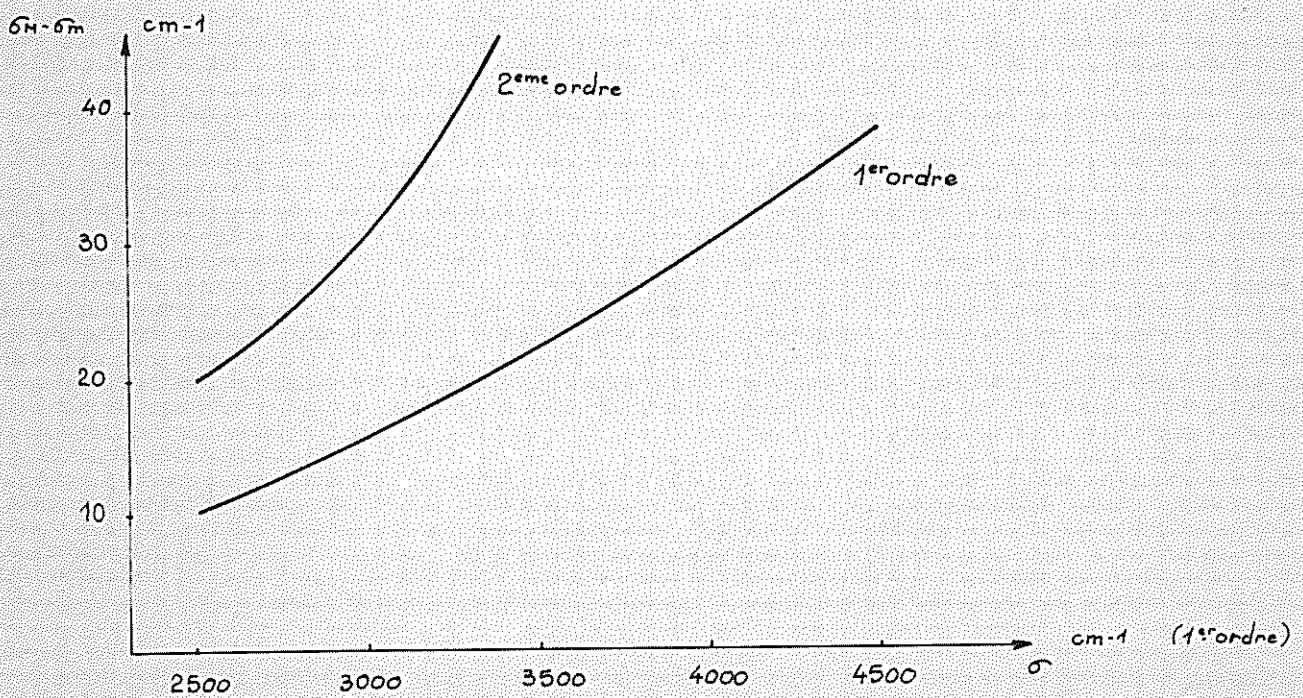


Fig:41. Largeur de la bande passante en fonction du nombre d'onde (diaphragme de 5mm).

La figure (39) représente le schéma du prémonochromateur. Le faisceau pénètre par le diaphragme circulaire  $d_1$  placé dans le plan focal du miroir M, rencontre alors successivement le miroir M, un réseau, puis de nouveau le miroir M. Ainsi nous retrouvons en L l'image de  $d_1$  dispersée perpendiculairement au plan de la figure. Nous isolerons alors la région spectrale utile par des diaphragmes amovibles D. D'autre part, le faisceau subit un décalage en hauteur à l'aide d'un dièdre, puis il effectue le trajet aller en sens inverse. Les longueurs d'onde isolées par D sont ainsi recombinaées par le second passage sur le réseau, et sortent toutes par le diaphragme  $d_2$ .

Ce prémonochromateur, à dispersion soustractive, possède l'avantage de ne pas augmenter l'étendue du faisceau, ce qui est préférable lorsque la source possède une étendue limitée, telle qu'une cuve à absorption. Une augmentation de l'étendue du faisceau serait d'autre part accompagnée d'une augmentation de la surface du détecteur, ce qui n'est pas souhaitable, les fluctuations propres du détecteur étant proportionnelles à la racine carrée de la surface.

Le réseau utilisé, de dimensions 10 cm x 13 cm, possède 300 tr/mn, son angle de blaze est de  $26^{\circ}45'$  à  $3\mu$ . La rotation de ce réseau est assurée par un système mécanique linéaire en nombre d'onde; il permet de centrer la bande passante sur une radiation de N d'onde prédéterminé.

La largeur des fronts de montée  $\Delta\sigma$  de la fonction trapèze (fig. 40) est uniquement déterminée par les étendues respectives du prémonochromateur et de l'interféromètre.

Si  $i$  est le diamètre angulaire du diaphragme d'entrée de l'interféromètre,  $i = \sqrt{\frac{8}{R}}$

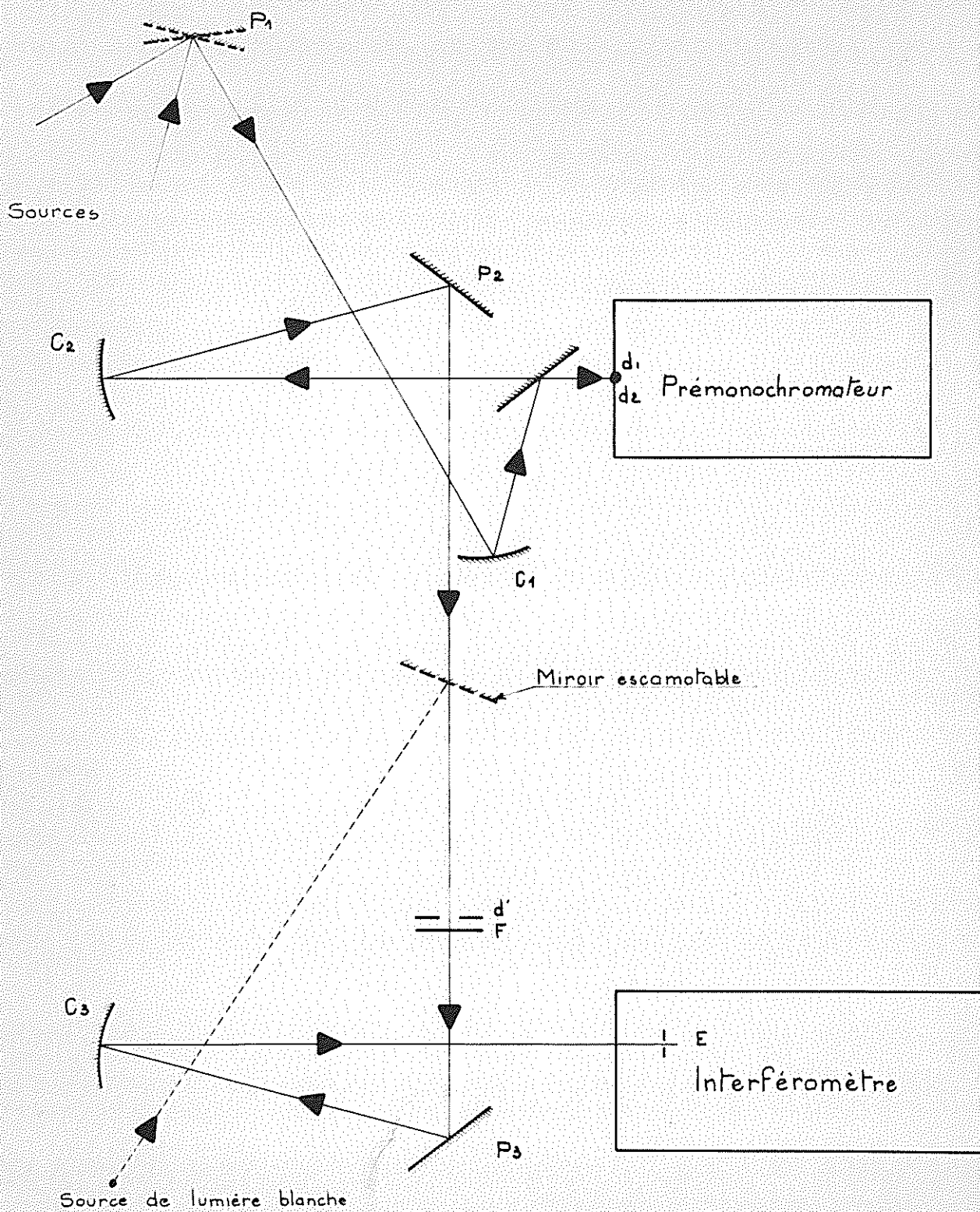


Fig: 42.

d'où, dans les conditions d'adaptation les meilleures, le diamètre angulaire du diaphragme  $d_1$  du prémonochromateur sera :

$i' = \sqrt{\frac{8}{R}} \times \frac{1}{L \cos \varphi}$  où  $l$  est le diamètre du faisceau dans l'interféromètre, et  $L$  la largeur spectrale du trou d'entrée.

$$\Delta \sigma = \sigma \times \sqrt{\frac{8}{R}} \frac{1}{L \sin \varphi}$$

Exemple:

A  $3\,000 \text{ cm}^{-1}$  au pouvoir de résolution maximum  $\approx 10^6$  avec  $\sin \varphi \approx 1/2$  et  $\frac{1}{L} \approx \frac{1}{6,5}$

nous trouvons :  $\Delta \sigma \approx 3 \text{ cm}^{-1}$

La courbe (fig. 41) représente, en fonction des nombres d'onde, la largeur spectrale des tranches découpées par un diaphragme isolateur de 5 mm ; elle est donnée par la relation:

$$\sigma_M - \sigma_m = \sigma \sqrt{\left(\frac{2a\sigma}{k}\right)^2 - 1} \times \frac{x}{f}$$

( $a$  est le pas du réseau,  $k$  l'ordre du spectre, et  $\frac{x}{f}$  la largeur angulaire du diaphragme).

## 2) L'optique de conjugaison.

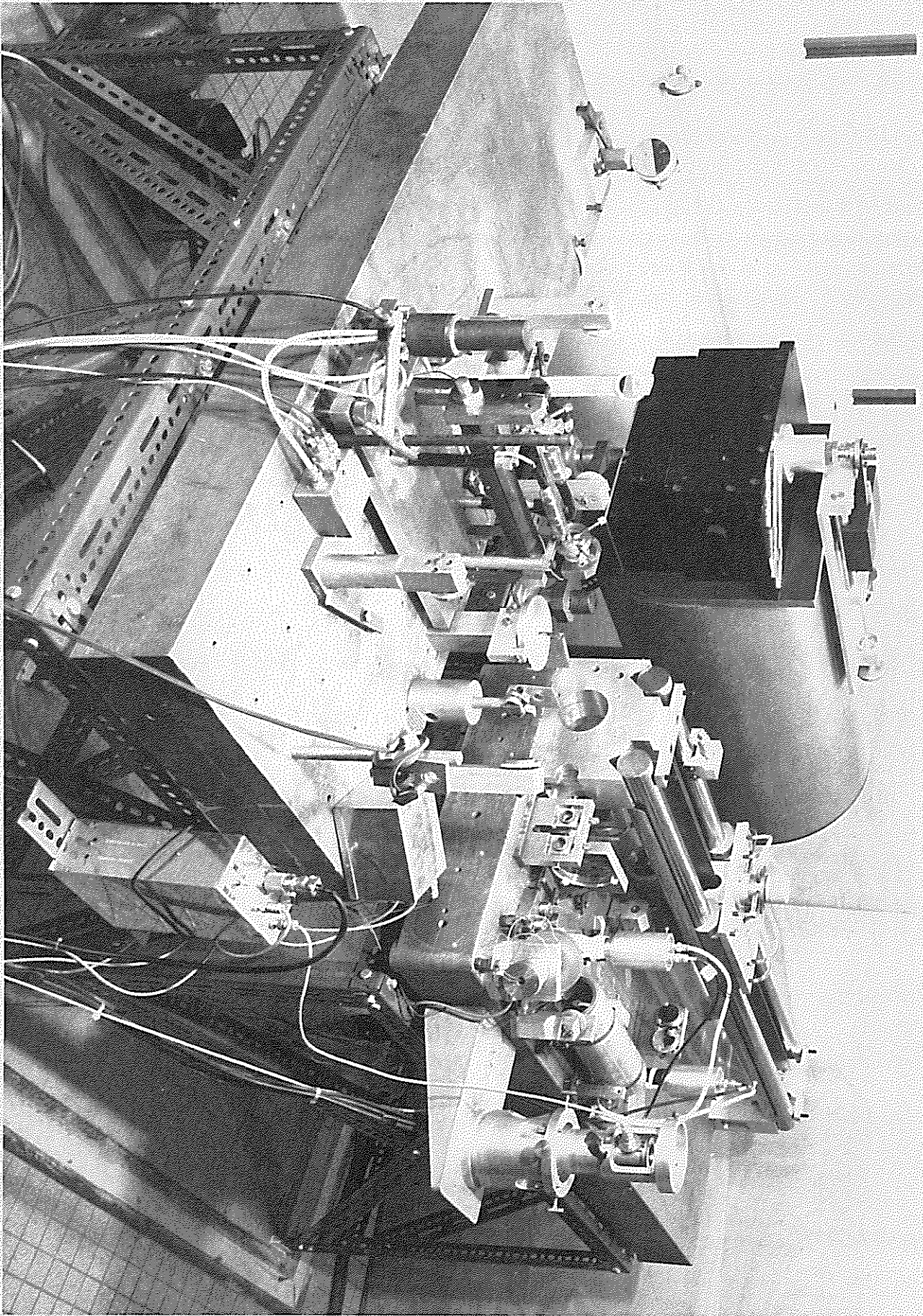
Le faisceau pouvant provenir de différentes sources est dirigé sur un miroir concave  $C_1$  (fig. 42), à l'aide d'un miroir plan  $P_1$ ; le miroir  $C_1$  forme l'image de la source sur le diaphragme  $d_1$  du prémonochromateur à sa sortie, en  $d_2$  le faisceau est repris par un miroir concave  $C_2$  et, sous forme de faisceau parallèle, est amené sur le miroir  $C_3$  par les miroirs plans  $P_2$  et  $P_3$ . Le miroir  $C_3$  forme l'image de  $d_2$  sur le diaphragme d'entrée  $F$  de l'interféromètre.

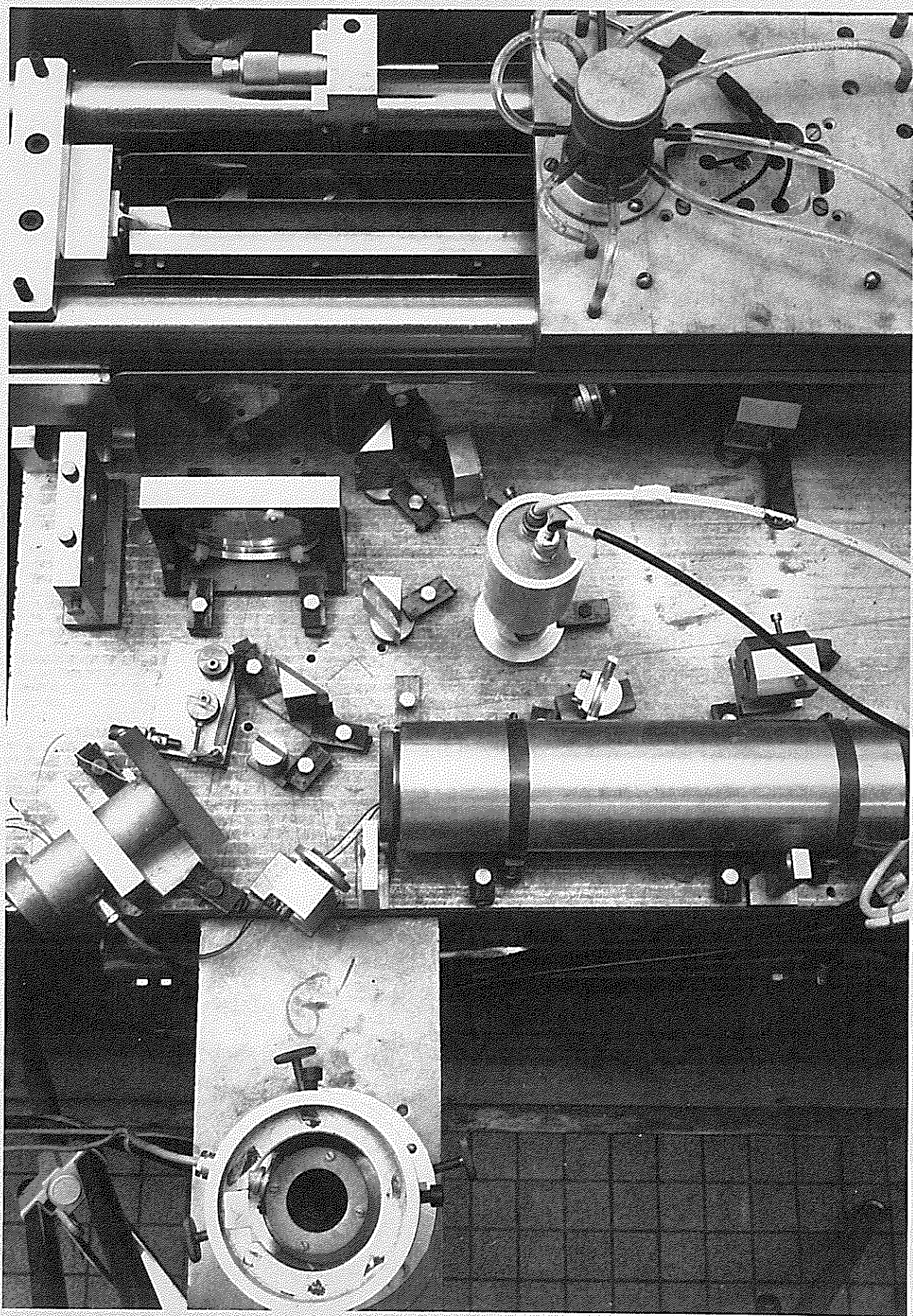
Sur le trajet du faisceau, sont placés :

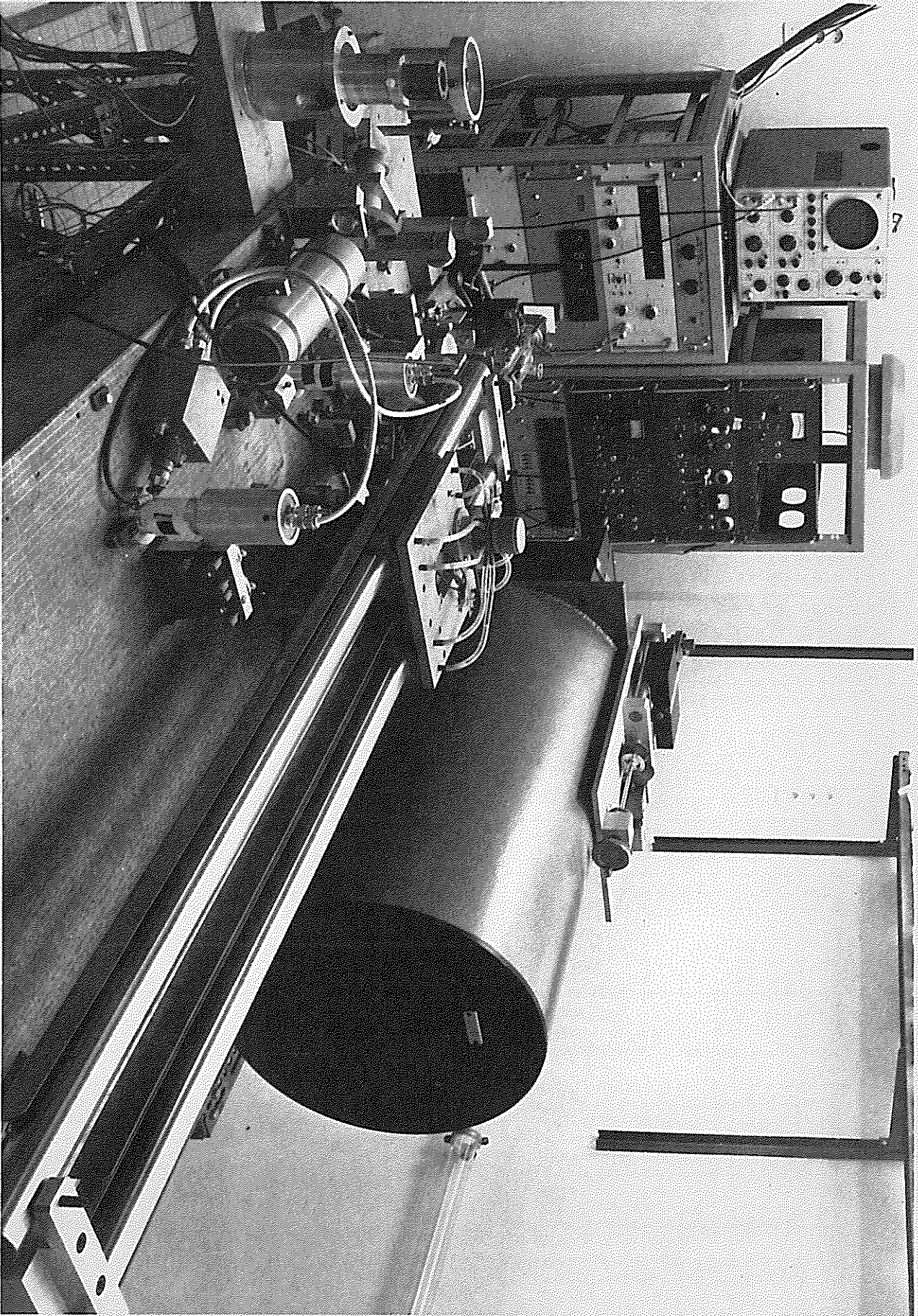
- 1) un diaphragme  $d'$  qui permet d'isoler l'étendue du faisceau qui pénètre dans l'interféromètre.

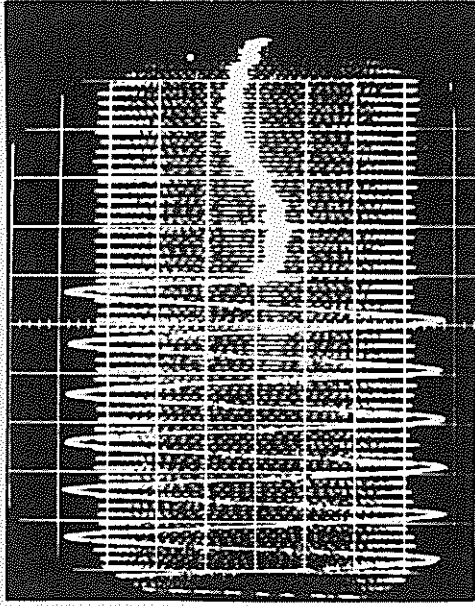


- 2) un miroir plan escamotable qui, au début de chaque expérience, permet de mettre en circuit un faisceau de lumière blanche, afin de faciliter le positionnement à la ddm zéro;
- 3) un filtre interférentiel à bande passante large qui isole l'ordre utile du prémonochromateur.







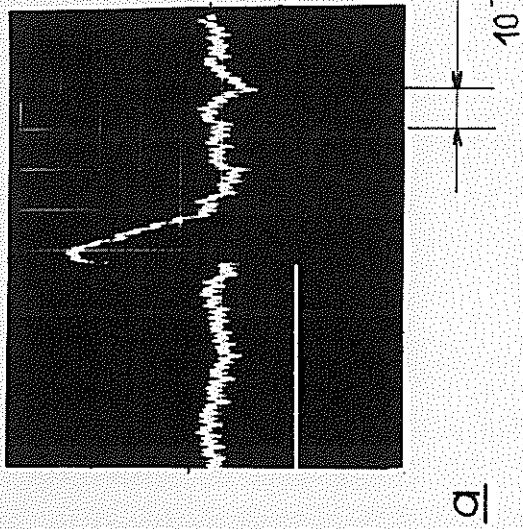


$\lambda \sim 5 \cdot 10^{-3}$  s.

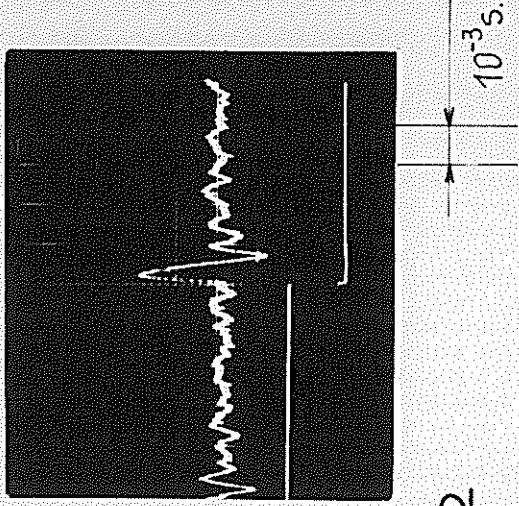
Fig: 43- Signal de franges donné par la source laser au cours de l'avancement pas à pas.

Vitesse rapide  $1000 \lambda_0/s$ . soit  $0,3 \text{ mm/s}$ .

Vitesse lente  $160 \lambda_0/s$ . soit  $0,05 \text{ mm/s}$ .



a



b

Fig: 44- Réponse de l'asservissement à une perturbation (représentée par la seconde trace).

a- Asservissement du chariot seul.

b- Après avoir bouclé l'asservissement par la céromique.

## TESTS INSTRUMENTAUX ET REGLAGES

Nous allons présenter maintenant quelques tests de précision effectués sur les différents éléments réglables de l'interféromètre.

- 1/. L'asservissement et l'avancement pas à pas.
- 2/. La source de référence.
- 3/. Le système de réglage de la ddm zéro.
- 4/. Le centrage du diaphragme d'entrée.

Tous ces tests sont guidés par la recherche d'une grande précision sur la définition de la différence de marche : rappelons que l'erreur introduite dans le spectre est directement proportionnelle à l'erreur  $\Delta \sigma$  sur la ddm; elle est de la forme  $2 \pi \sigma \Delta \delta$ .

### A / . L'ASSERVISSEMENT ET L'AVANCEMENT PAS A PAS.

Les oscillogrammes et enregistrements présentés fig. 43 à 47 montrent le signal de référence dans les différents états du déplacement pas à pas, et soumis à un test de perturbation.

Nous pouvons remarquer fig. 43 les trois phases principales du cycle de fonctionnement : le déplacement à vitesse rapide, à vitesse lente, et à l'arrêt. L'arrêt est effectué en un temps très court, non appréciable sur la figure (dû à l'asservissement par la céramique); il est suivi d'un rebondissement lié à la constante de temps beaucoup plus longue de l'asservissement propre du chariot.

Nous avons ensuite effectué deux tests (fig 44 a, b ) qui permettent d'apprécier l'influence de la céramique sur l'asservissement. Ces tests

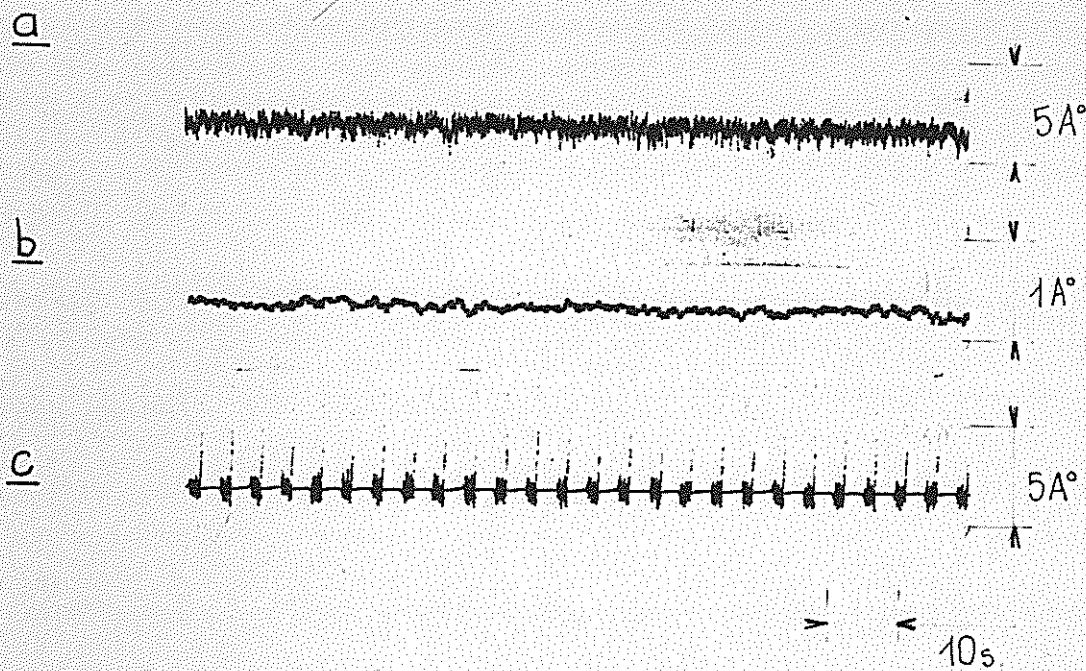


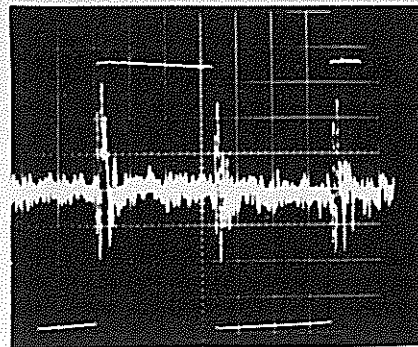
Fig:45- Signal d'erreur de l'asservissement.

a- Enregistrement effectué avec une constante de temps  $RC = 0,1s$ .

b- Avec  $RC = 2s$ .

c- En présence de l'avancement pas à pas. (Le signal est coupé pendant les périodes de déplacement).

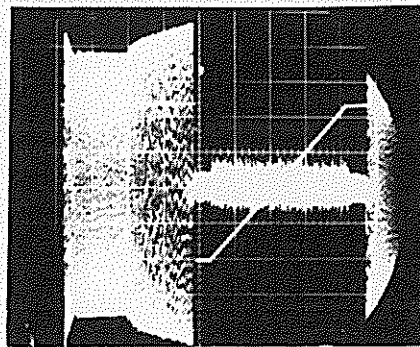




V  $\frac{1}{10}$  du signal  
d'erreur maximum  
A

$2 \cdot 10^{-3} s$

Fig: 46 - Signal d'erreur de l'asservissement en présence de la modulation interne.



A B C D  $\rightarrow$  0.24 E F

Fig: 47 - Phases du déplacement pas à pas.

La seconde trace représente le signal de l'intégrateur.

ont consisté à provoquer par l'intermédiaire de la céramique de modulation interne, une variation rapide de la ddm. (Marche d'escalier représentée par la seconde trace). Le système, asservi, revient de lui-même à sa position d'équilibre, avec une constante de temps caractéristique de l'asservissement.

Lorsque seul l'asservissement du chariot est en fonctionnement (fig 44a), cette constante de temps est relativement grande ( 10 ms ), et le système est très sensible aux perturbations extérieures. Si l'on ferme la boucle d'asservissement de la céramique (fig.44 b) est cette fois beaucoup plus faible (1 ms) , ce qui a permis d'augmenter considérablement le gain du premier asservissement, sans risque d'instabilité, et d'accroître ainsi la précision de l'arrêt.

La ddm étant ainsi stabilisée, un enregistrement (fig.45 ) du signal d'erreur, très amplifié, montre que cette ddm reste constante à une fraction d'Angström près, et que les arrêts restent définis avec une telle précision en présence du fonctionnement pas à pas.

Lorsque la modulation interne est en fonctionnement, le signal d'erreur de l'asservissement est perturbé (fig.46 ), mais nous observons que la variation de la ddm étant de une longueur d'onde, il n'y a pas de variation du niveau moyen de l'asservissement.

Nous avons reproduit, fig. 47 , le signal de frange vu à l'oscilloscope pendant une période complète de fonctionnement, ainsi que le signal de l'intégrateur; nous y retrouvons toutes les phases et les signaux schématisés aux figures 33 et 36 du chapitre précédent.

La durée totale d'un enregistrement de 4 000 points (correspondant au pouvoir de résolution maximum) à cette cadence, est de deux heures environ.

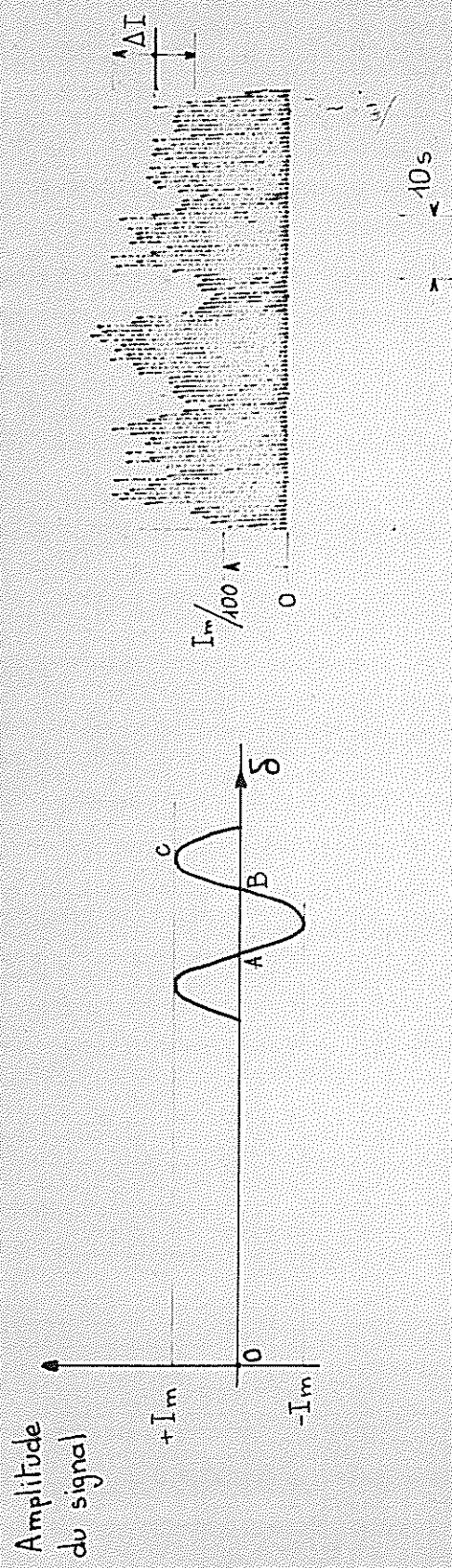


Fig:48 - Enregistrement des fluctuations de la fréquence du laser (effectué à  $\delta = \Delta m = 167 \text{ cm}$ ).

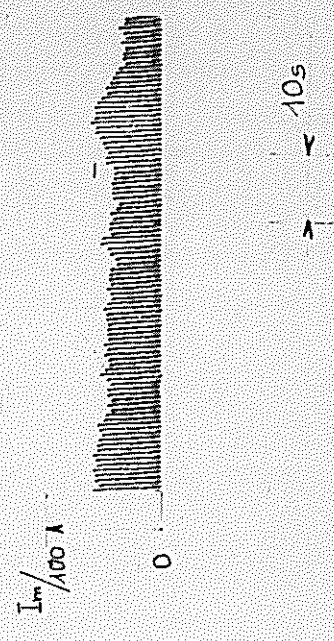


Fig:49 - Enregistrement des fluctuations de phase du signal (effectué à  $\delta = 0$ ).

B/. STABILITE DE LA SOURCE DE REFERENCE LASER.

La détermination de la stabilité en fréquence de la source de référence laser devrait être faite par comparaison, dans un interféromètre à grande ddm, avec une source étalon\* possédant toutes les caractéristiques de stabilité en intensité et en fréquence nécessaires, l'expérience étant faite sous vide. Bien que n'étant pas placés dans ces conditions, nous avons effectué deux tests simples : le premier en utilisant comme source de comparaison la raie superradiante à  $3,50 \mu$  du Xe, le second à partir des caractéristiques de l'asservissement du laser.

Premier test:

L'interféromètre étant asservi à différence de marche maximum, soit  $168 \text{ cm}$ , on enregistre :

- a) - Le signal que donne l'interféromètre de la raie à  $3,50 \mu$  du Xe en fonction de la différence de marche, le balayage se faisant manuellement à l'aide de petites lames situées sur le trajet du faisceau laser (fig 3). On obtient ainsi le profil sinusoïdal ABC (fig.48), utilisé pour déterminer l'amplitude maximum  $I_m$ .
- b) - Le même signal lorsque l'interféromètre stationne en B. En ce point, l'amplitude du signal est voisine de zéro, et les fluctuations d'intensité de la source n'interviennent qu'au second ordre. Par contre, les fluctuations de ddm de l'interféromètre, que seules l'on voudrait mesurées, sont du premier ordre.

On observe effectivement (fig.48) des fluctuations dont la valeur efficace  $\Delta I$  est directement reliée à la valeur efficace des fluctuations de la fréquence du laser.

-----  
\* Citons, comme source, la lampe à  $K_2$  86, dont la radiation à  $16.507,5373 \text{ cm}^{-1}$ , étudiée en BIPM en tant qu'étalon de définition du mètre, est stable et reproductible à  $10^{-9}$ .

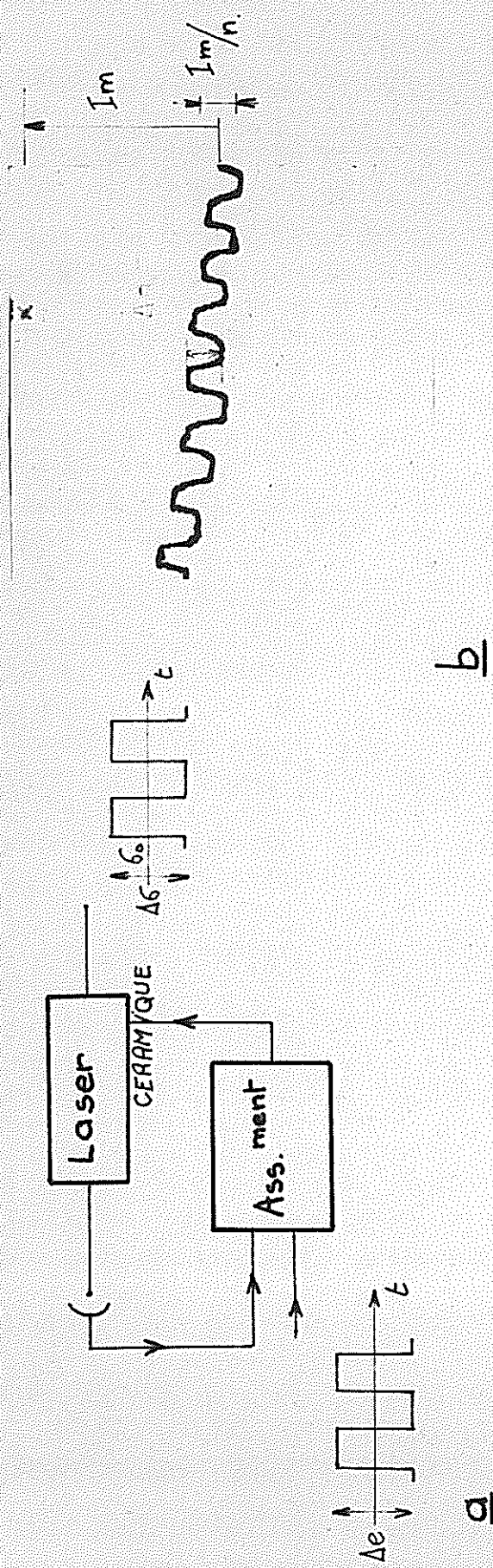


Fig: 50 - Mesure de la plage d'asservissement en fréquence du laser.

a\_ Principe de la mesure.

b\_ Enregistrement du signal à la sortie de l'interféromètre. (La dérive du signal est due au fait que l'interféromètre n'est pas asservi mais seulement bloqué mécaniquement).

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta I}{2\pi I_m} \times \frac{\lambda_0}{\Delta \max}$$

dans le cas présent, nous trouvons :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \simeq \frac{6,4}{1000} \times \frac{1}{2\pi \times 480.000} \simeq 2,1 \cdot 10^{-9} \quad \text{sur un intervalle de temps de l'ordre d'une minute}$$

Cependant, la longueur totale des bras de l'interféromètre est très grande ( $\simeq 6$  mètres), et les fluctuations de phase dues à des variations d'indice du milieu (l'interféromètre n'étant pas sous vide) viennent perturber la mesure. La figure 49 représente, à la même échelle, ce type de fluctuations (l'interféromètre étant à la ddm zéro). Les fluctuations observées sont beaucoup plus faibles et peuvent être négligées.

#### Deuxième test :

Ce test utilise seulement le laser et l'interféromètre; sans raie auxiliaire, son but est de mesurer la plage de fréquence  $\Delta \sigma$  dans laquelle la fréquence du laser peut fluctuer sans que l'asservissement décroche.

L'interféromètre étant mécaniquement bloqué à la différence de marche maximum  $\delta = 167$  cm, on applique à l'entrée du système d'asservissement du laser (fig.50 a), en parallèle avec la tension d'erreur, une tension  $\Delta e$  en créneaux; on obtient, à la sortie de l'interféromètre, sur le canal référence, un signal dont l'amplitude est égale à  $\frac{1}{n}$  du signal maximum  $I_m$ . On en déduit que la variation relative  $\frac{\Delta \sigma}{\sigma_0}$  de la fréquence du laser ainsi apportée est :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{2\pi n} \frac{\lambda_0}{\Delta \max} \quad (\text{la valeur moyenne du signal étant nulle}).$$

Si l'on applique une tension  $\Delta e$  identique à celle qui, en l'absence d'asservissement, ferait passer le système d'un de ses états extrêmes à l'autre, on obtient la plage de fréquence cherchée.

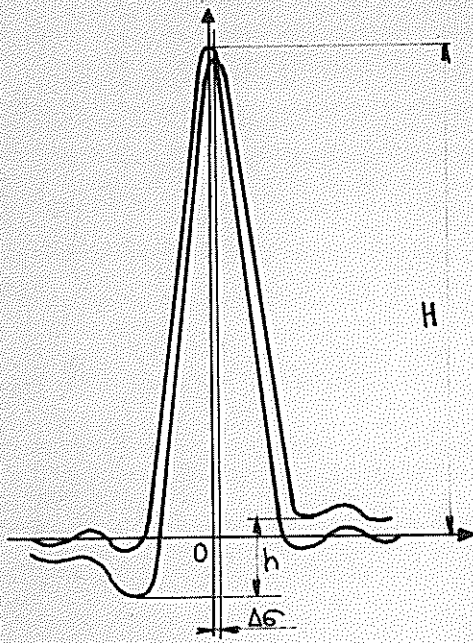


Fig:51. Déformation de la fonction de l'appareil due a une erreur sur la position du 1<sup>er</sup> echantillon.

Définition de:  $D = \frac{h}{H}$  (Coefficient d'assymétrie).

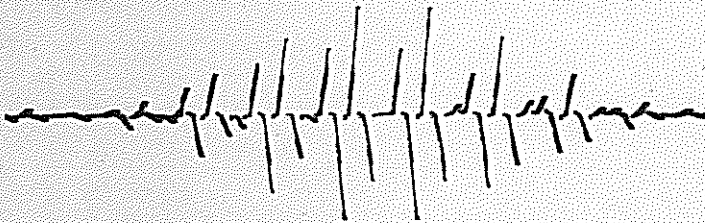


Fig:52. Enregistrement d'un interférogramme d'un spectre continu au voisinage de la d.d.m. zéro.

La figure ( 50b) représente l'enregistrement du signal à la sortie de l'interféromètre, sachant que  $\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_0} \simeq 2,610^6$ , on obtient :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} \simeq 10^{-8}$$

Cette valeur représente l'erreur relative maximum sur la fréquence du laser pendant toute la durée d'un enregistrement (6 heures). Sur des intervalles de temps court, elle est bien inférieure, comme le montre le premier test.

#### C/. PRECISION OBTENUE SUR LE REGLAGE DU PREMIER ECHANTILLON A LA DDM ZERO.

##### 1) - Importance de ce réglage:

J. Connes a étudié en détail les influences sur la fonction d'appareil d'une erreur effectuée sur la position du premier point de l'interférogramme, et calculé différentes fonctions d'appareil apodisées pour des erreurs  $\Delta \sigma$  variant entre 0 et  $\frac{\lambda}{4}$ . Nous avons reproduit l'une d'elles (fig. 51) : la déformation observée peut être caractérisée par le rapport D entre la différence des hauteurs h des pieds négatifs, à la hauteur H de la raie. Nous trouvons que pour une erreur  $\Delta \delta = 0,042 \lambda$ ,  $D \simeq 0,17$ .

D'autre part, nous avons établi (IV F) que pour des erreurs  $\Delta \sigma$  petites, la déformation était proportionnelle à  $\Delta \delta$ ,

$$F'(\sigma) = F(\sigma) + \Delta \delta H(\sigma)$$

Nous en concluons que pour l'apodisation utilisée ( $J(\delta) = (1 - (\frac{\delta}{\Delta m})^2)^2$ )

$$D \simeq 4 \frac{\Delta \delta}{\lambda}$$

Cette déformation s'accompagne d'un déplacement  $\Delta \sigma$  de la position du maximum de la raie donné par la relation :

$$\left[ F'(\sigma) \right]_{\Delta \sigma} + \Delta \delta \left[ H'(\sigma) \right]_{\Delta \sigma} = 0$$

Soit au premier ordre :





$$\Delta \sigma (F'(\sigma))_{\sigma=0} + \Delta \delta (H'(\sigma))_{\sigma=0} = 0$$

d'où :

$$\Delta \sigma = - \Delta \delta \left[ \frac{H'(\sigma)}{F''(\sigma)} \right]_{\sigma=0}$$

Calculs effectués, nous trouvons :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \simeq 2 \frac{\Delta \delta}{\Delta_m}$$

Si l'on admet une erreur relative sur le point des raies de l'ordre de  $10^{-8}$  (domaine de l'erreur relative due à la fréquence du laser)  $\Delta \delta$  doit être, au maximum, de l'ordre de  $0,85 \cdot 10^{-2} \mu$ , c'est-à-dire à  $\lambda = 3 \mu$

$$\frac{\Delta \delta}{\lambda} \simeq 3 \cdot 10^{-3}$$

## 2) - Précision obtenue.

La figure 52 représente un enregistrement d'interférogramme au voisinage de la ddm zéro, d'une source de lumière blanche filtrée, la position de la ddm zéro étant réglée (signal nul (fig38), on observe la parfaite anti-symétrie de  $I(\delta)$ .

La fonction d'appareil effectivement enregistrée (fig. 53) présente un rapport  $D$  inférieur à  $2 \cdot 10^{-3}$ , soit  $\frac{\Delta \delta}{\lambda} \simeq 0,5 \cdot 10^{-3}$ . Nous sommes donc bien au-delà de la précision recherchée.

## D/. CENTRAGE DU DIAPHRAGME D'ENTREE.

### 1) - Principe du réglage optique de l'interférogramme.

La figure 54 schématise l'interféromètre, le plan à l'infini étant représenté par le plan focal d'un système convergent. Les "oeils de chat" sont des systèmes afocaux qui réfléchissent un faisceau lumineux symétriquement, par rapport à un point que nous appelons centre de symétrie ;

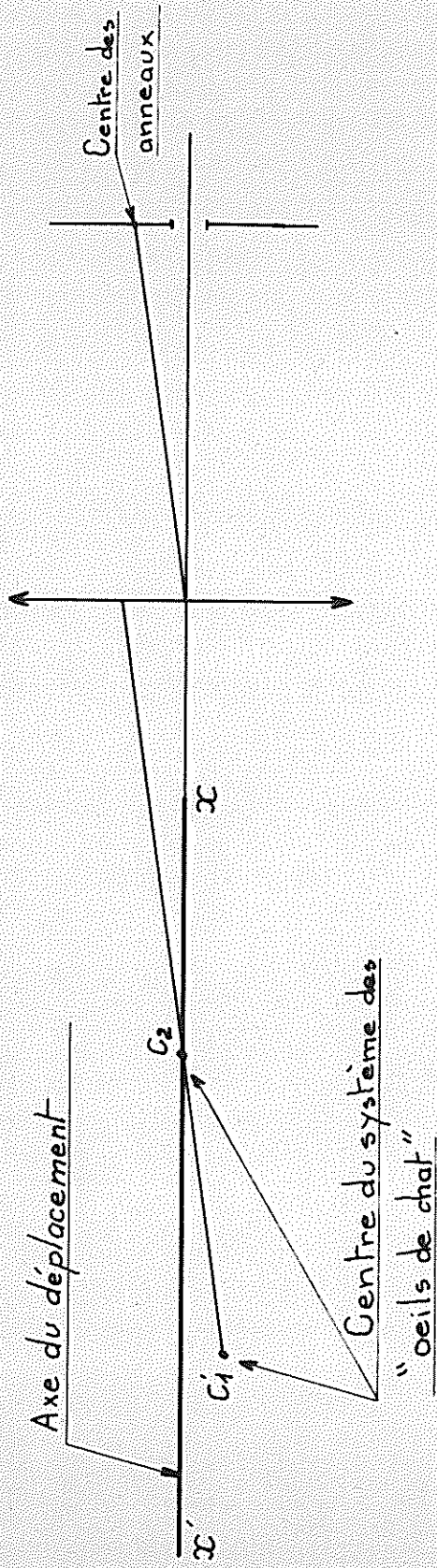


Fig. 54. Schéma optique de l'interféromètre.

$C'_1$  et  $C_2$  représentent respectivement l'image dans la séparatrice du centre de symétrie de l'oeil de chat fixe, et le centre de symétrie de l'oeil de chat mobile. Au cours de l'avancement,  $C_2$  se déplace sur la droite  $X'X$ .

Cet interféromètre donne, d'une source monochromatique étendue, un système d'anneaux à l'infini, centré sur la droite des centres  $C'_1 C_2$ . Le centrage du diaphragme d'entrée s'effectue en deux temps.

1°) - On amène  $C'_1$  sur la droite  $X'X$ . Pour cela, on observe à ddm nulle le système de franges rectilignes que donne l'interféromètre, et que l'on amène à la teinte plate en déplaçant  $C_1$ . Ainsi, quelle que soit la ddm, le système d'anneaux reste centré sur la droite  $X'X$ .

2°) - On centre le diaphragme d'entrée sur la droite  $X'X$ , ce que nous faisons en observant simultanément les anneaux que donne l'interféromètre (Hg basse pression) à quelques centimètres de ddm, et l'image du diaphragme d'entrée. Nous vérifions ensuite qu'il reste centré à la ddm maximum (167 cm), en s'assurant que le taux de modulation que donne l'interféromètre d'une source très monochromatique (source superradiante) est maximum. Si le déplacement de l'oeil de chat mobile n'est pas parfaitement rectiligne (courbure des barres) (fig. 55), on observera un décentrage du système d'anneaux par rapport au diaphragme d'entrée ; après avoir rappelé les effets sur l'interférogramme d'un diaphragme d'entrée, non infiniment petit, nous étudierons l'influence d'un petit décentrage (petit devant le diamètre du diaphragme).

## 2) - Effets d'un diaphragme d'entrée non infiniment petit.

Pour un rayon qui fait un angle  $i$  avec la direction principale, l'intensité du signal que donne l'interféromètre d'une raie monochromatique est :

$$I = I_0 \cos 2\pi \sigma \delta \left(1 - \frac{i^2}{2}\right) \text{ (partie fonction de la ddm seulement)}$$

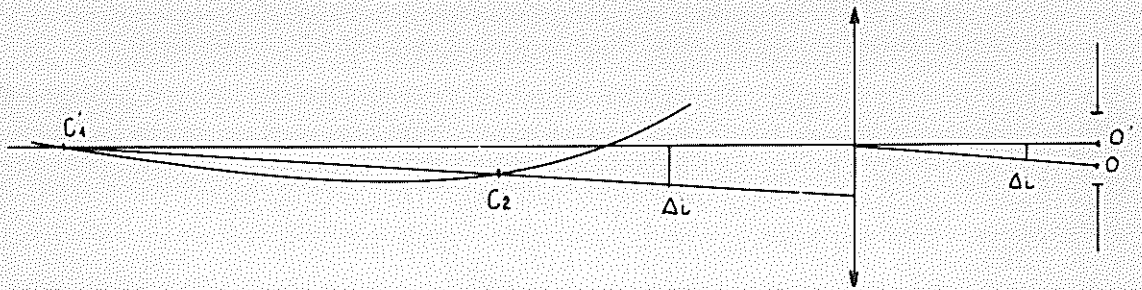


Fig: 55.

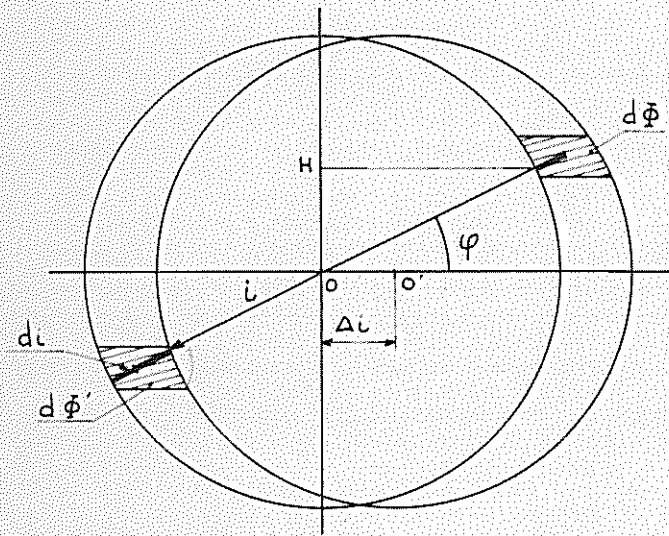


Fig: 56. Etude d'un décentrage du diaphragme d'entrée par rapport au centre des anneaux.

et le flux lumineux reçu par le détecteur, lorsque le diaphragme est centré :

$$\begin{aligned} \Phi &= \int_0^{\Omega_0} I_0 \cos 2 \pi \sigma \delta \left(1 - \frac{i^2}{2}\right) d\Omega \\ &= I_0 \times \frac{2 \sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}}{\sigma \delta} \cos 2 \pi \sigma \delta \left(1 - \frac{\Omega_0}{4 \pi}\right) \end{aligned}$$

Nous observons :

1°) Un décalage en fréquence, le nombre d'onde mesuré  $\sigma'$  étant égal à  $\sigma \left(1 - \frac{\Omega_0}{4 \pi}\right)$

2°) Que l'interférogramme est multiplié par la fonction  $\frac{2 \sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}}{\sigma \delta}$ , la fonction d'appareil sera alors convoluée par une fonction rectangulaire de largeur  $\frac{\sigma \Omega_0}{2 \pi}$ .

Exemple : pour  $\sigma = 3.000 \text{ cm}^{-1}$  et  $\Omega_0 = \pi i^2 = \pi \times 10^{-6}$   
(diaphragme effectivement utilisé).

Nous trouvons :

1/. Un décalage en nombre d'onde  $\Delta \sigma \simeq 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$

2/. Que la fonction d'appareil est convoluée par une fonction rectangulaire de largeur  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

### 3) - Effets d'un décentrage.

En prenant comme origine des axes de centre  $O$ , des anneaux à l'infini, considérons un petit déplacement angulaire  $\Delta i$  du centre du diaphragme  $O'$  par rapport à  $O$  (fig.56).

Nous écrirons alors que le flux reçu par le détecteur est :

$$\Phi_1 = \Phi + \int_S d\Phi - \int_{S'} d\Phi'$$

( $\Phi$  est le flux reçu lorsque le diaphragme est centré).

En considérant les éléments différentiels diamétralement opposés, comme le montre la figure, nous pourrions écrire :

$$d\Phi = \Delta i \Delta h \times I \left( i + \frac{dI}{2} \right)$$

$$d\Phi' = \Delta i \Delta h \times I \left( i - \frac{dI}{2} \right)$$

et :

$$d\Phi' - d\Phi = \Delta i \Delta h \left( \frac{dI}{di} \right) di \times i$$

en faisant intervenir l'angle  $\psi$  :

$$di = \Delta i \cos \psi$$

$$dh = \Delta i \cos \psi d\psi$$

et :

$$\int_S d\Phi - \int_{S'} d\Phi' = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} i (\Delta i)^2 \cos^2 \psi \left( \frac{dI}{di} \right) di d\psi$$

$$= \frac{\pi}{2} i (\Delta i)^2 \left( \frac{dI}{di} \right) di$$

or :

$$\left( \frac{dI}{di} \right) di = I_0 \times 2\pi\sigma\delta i \sin 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{i^2}{2} \right)$$

et le signal reçu :

$$\Phi = I_0 \left[ \frac{2 \sin \frac{\sigma\delta\Omega_0}{2}}{\sigma\delta} \cos 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{\Omega_0}{4\pi} \right) + \pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma\delta \sin 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{\Omega_0}{2\pi} \right) \right]$$

que l'on mettra sous la forme :

$$\Phi = A \cos 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{\Omega_0}{4\pi} \right) + \psi$$

l'erreur de phase  $\psi$  introduite sera déterminée par :

$$\tan \psi = \frac{\pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma\delta \cos 2\pi\sigma\delta \frac{\Omega_0}{4\pi}}{\frac{2 \sin \frac{\sigma\delta\Omega_0}{2}}{\sigma\delta} - \pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma\delta \sin 2\pi\sigma\delta \frac{\Omega_0}{4\pi}}$$

et l'amplitude sera donnée par :

$$A = I_0 \left[ \frac{2 \sin \frac{\sigma\delta\Omega_0}{2}}{\sigma\delta} - \pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma\delta \sin 2\pi\sigma\delta \frac{\Omega_0}{4\pi} \right] \times \frac{1}{\cos \psi}$$

au premier ordre, ces erreurs se réduiront à :

$$\tan \psi = \frac{\pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma \delta \cos 2\pi \sigma \delta \frac{\Omega_0}{4\pi}}{2 \frac{\sin \sigma \delta \frac{\Omega_0}{2}}{\sigma \delta}}$$

et :

$$A = I_0 \frac{2 \sin \sigma \delta \frac{\Omega_0}{2}}{\sigma \delta} \left( 1 - \frac{\pi^2 i^2 \Delta i^2 (\sigma \delta)^2}{2} \right)$$

Exemple :

Nous avons effectivement observé une courbure des barres, celles-ci présentant une flèche approximativement en leur milieu de l'ordre de  $310^{-2}$  mm. Le décentrage des anneaux ainsi introduit à  $\delta = 80$  cm de différence de marche, est de l'ordre :

$$\Delta i \approx \frac{310^{-2}}{400} = 0,75 \cdot 10^{-4}$$

soit, à  $\sigma = 3.000 \text{ cm}^{-1}$ , pour  $\Omega_0 = \pi 10^{-6}$

$$\psi = 4,1 \cdot 10^{-3}$$

et l'erreur relative sur l'amplitude est :  $1,7 \cdot 10^{-3}$ .

Ces erreurs sont inférieures à celles dues aux autres sources de fluctuations (fluctuations de la fréquence du laser, fluctuations d'intensité de la source).



## R E S U L T A T S   E X P E R I M E N T A U X

---

Nous présenterons maintenant les spectres qui nous ont servi tout d'abord des tests instrumentaux et qui, dans le cas des spectres d'absorption, se sont avérés être une source d'informations toute nouvelle.

Notre but premier n'ayant pas été la recherche d'une grande précision dans la mesure absolue des nombres d'ondes (mesures qui seront faites dans un second stade) ; nous n'avons donc pas effectué de mesures précises de la longueur d'onde de notre laser asservi. Notre échelle des nombres d'onde a tout d'abord été calculée à partir de la valeur  $\lambda_{\text{Xe}} = 6.328,2 \text{ \AA}$  (la valeur déterminée au "National Bureau of Standards" (51) sur un appareil de même principe est  $6.328.1983 \text{ \AA}$ ). Par la suite, afin d'effectuer des comparaisons en valeur absolue de nombre d'onde, nous avons utilisé comme nombre d'onde de référence celui de la raie à  $2.850,6 \text{ cm}^{-1}$  du Xe (raie qui nous a servi à enregistrer la fonction d'appareil).

Nous présenterons successivement :

Des spectres en émission :

- 1/. Une fonction d'appareil (raie à  $2.850 \text{ cm}^{-1}$  du Xe)
- 2/. Deux raies complexes :
  - a) - Xe à  $3.054 \text{ cm}^{-1}$
  - b) - Hg à  $6.538 \text{ cm}^{-1}$
- 3/. Un spectre de raie à faible pouvoir de résolution.

Des spectres en absorption :

- 1) - un spectre montrant la fonction de filtrage du prémonochromateur,

- 2) - un spectre d'absorption de  $N_2O$  à  $4.730\text{ cm}^{-1}$ , dont nous avons comparé les positions des raies avec celles données dans "Wavelength Standards in the Infrared" (WSI)
- 3) - deux spectres d'absorption de  $ICH_3$  à  $6.030\text{ cm}^{-1}$  utilisés comme tests de reproductibilité
- 4) - différents spectres d'absorption de  $ICH_3$  à  $3.070\text{ cm}^{-1}$ . La faible largeur des raies à cette longueur d'onde nous a permis d'exploiter entièrement les possibilités de notre appareil.

A) - FONCTION D'APPAREIL.

Nous avons enregistré le profil de la fonction d'appareil à partir d'une raie de largeur à mi-hauteur inférieure à la largeur de la fonction d'appareil théorique  $\delta\sigma_{\text{cal}}$ . Nous avons utilisé, comme source, un tube à décharge de 1 mètre de longueur et de 3 millimètres de diamètre, rempli de Xénon naturel. Ce tube, vu en bout, émet à  $2.850,63 \text{ cm}^{-1}$  une raie super radiante dont la largeur est plus faible que la largeur due à l'effet Doppler  $\delta\sigma_D$  qui est ici de  $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

La figure 57 reproduit la fonction d'appareil que nous avons obtenue, calculée avec l'apodisation D (fig. 11). La différence de marche maximum étant de 167 cm, la largeur à mi-hauteur calculée  $\delta\sigma_{\text{cal}}$  est égal à  $5,710^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Nous observons  $\delta\sigma_{\text{mes}} = 6,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ; la différence peut être expliquée par la largeur propre de la raie. En effet, nous observons une baisse d'amplitude du signal de l'interférogramme à grande ddm égale à 39 %. L'élargissement de la fonction enregistrée peut être calculé, en première approximation, en identifiant au premier ordre de développement la fonction d'atténuation  $A(\delta)$  avec une fonction  $\frac{\sin \alpha \delta}{\alpha \delta}$  (ce type de fonction d'atténuation ayant été étudié par J. Connes (15)). Nous trouvons ainsi que, pour une baisse d'amplitude du signal de 39 % à la ddm de 167 cm, le rapport  $\frac{\delta\sigma_{\text{cal}}}{\delta\sigma_{\text{mes}}} = 0,94$ , soit  $\delta\sigma_{\text{mes}} - \delta\sigma_{\text{cal}} \approx 0,36 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , cette différence étant approximativement celle que nous avons observée ( $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ), nous pouvons affirmer qu'il n'existe pas d'élargissement sensible dû à des erreurs de position des échantillons de l'interférogramme.

Cette atténuation ne peut, d'autre part, pas s'expliquer par les effets dus à l'angle solide fini du faisceau. Cet angle solide, défini par le diaphragme d'entrée à l'infini, est égal à  $3 \cdot 10^{-6}$  stérad.; l'atténuation

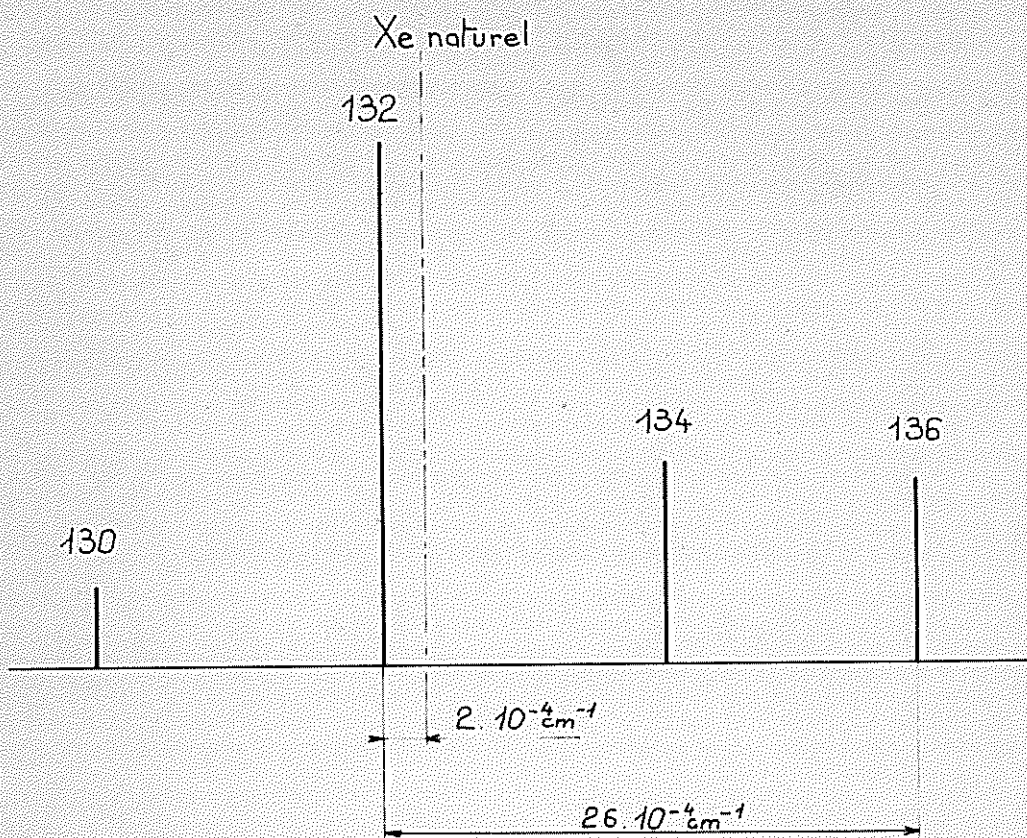


Fig:58 Position relative des composantes des isotopes pairs du Xe (raie à  $2,850 \text{ cm}^{-1}$ )

calculée correspondante est seulement égale à 10 % pour  $\delta = 167$  cm ; d'autre part, il est vraisemblable que le faisceau de la source super radiante ne couvre pas entièrement ce diaphragme ; l'atténuation effective doit donc être plus faible. Nous devons donc attribuer l'atténuation supplémentaire, soit 30 % , à la largeur propre de la raie dont l'évaluation théorique est rendue difficile par la complexité de la structure.

B) - UTILISATION DE LA RAIE 2.850 cm<sup>-1</sup> DU Xe COMME RAIE DE REFERENCE -  
=====  
CORRECTION DE DISPERSION DE L'AIR.  
=====

Le gaz utilisé étant du Xénon naturel (comportant plusieurs isotopes), nous avons calculé la position de la raie super radiante (fig. 58) à partir de mesures effectuées par Humphreys sur le Xe<sup>136</sup> ( 52) et par Vetter sur les déplacements isotopiques de cette raie ( 53).

La valeur du nombre d'onde de cette raie a été mesurée par Humphreys à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot et d'une source à Xe<sup>136</sup> ; elle est donnée égale à 2.850,6420 cm<sup>-1</sup> sans estimation de l'erreur probable ; si nous supposons que tous les chiffres sont significatifs , l'erreur est de  $\pm 0,5 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>.

Diverses mesures de déplacement isotopique, dont celles de  $\Delta \sigma$  (Xe<sup>136</sup> , Xe<sup>132</sup>) et  $\Delta \sigma$  (Xe<sup>132</sup> , Xe<sup>nat</sup>) ont été effectuées par R. Vetter par Balayage des ordres d'une cavité laser dans laquelle le milieu actif est alternativement l'un et l'autre des isotopes étudiés. Ces mesures ont donné :

$$\Delta \sigma ( Xe^{136} \quad Xe^{132} ) = 26,3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \pm 0,5 \cdot 10^{-4}$$

$$\Delta \sigma ( Xe^{132} \quad Xe^{nat} ) = 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \pm 10^{-4}$$

Nous déduisons donc la valeur, dans le vide, du sommet de la raie naturelle:

$$\sigma_r^{\text{vide}} = 2.850,6396 \text{ cm}^{-1}$$

avec une erreur maximum de  $\pm 2 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>.

Lorsque la valeur provisoire  $\lambda_0 = 6.328,2 \text{ \AA}$  est adoptée pour le laser, le nombre d'onde de la raie du Xe mesuré sur un tracé à grande échelle est :

$$\sigma_{r \text{ mes}} = 2.851,3997 \text{ cm}^{-1} \pm 0,5 \cdot 10^{-4}$$

soit dans le vide :

$$\sigma_{r \text{ mes}}^V = 2850.6222 \text{ cm}^{-1}$$

L'interféromètre étant placé dans l'air, chaque valeur  $\sigma^V$  de nombre d'onde dans le vide se déduira de  $\sigma_{\text{mes}}$  par la relation :

$$\sigma^V = \sigma_{\text{mes}} \times \frac{\sigma_0^V}{\sigma_0} \frac{\eta_{\sigma_0}^{Pt}}{\eta_{\sigma}^{Pt}}$$

où  $n_{\sigma}^{Pt}$  et  $n_{\sigma_0}^{Pt}$  représentent les indices de l'air dans les conditions de température et de pression atmosphérique  $p, t$ , de l'expérience, respectivement pour la raie à étudier et la raie laser.

$\sigma_0^{\text{air}} = \sigma_0^V n_{\sigma_0}^{Pt}$  représente le nombre d'onde dans l'air de la raie laser.

### Discussion.

Nous observerons que le faisceau laser et le faisceau à mesurer étant tous deux dans l'air, les indices n'interviennent que par leur rapport; il s'en suivra que la correction à apporter aux nombres d'onde due à la variation d'indice en fonction de la température et de la pression, ne sera que du second ordre.

### Exemple :

$$\text{pour la raie } \sigma_{r \text{ mes}} = 2.851 \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{et } \sigma_0 = 15.800 \text{ cm}^{-1}$$

une variation de température de  $1^\circ$  (à  $t = 15^\circ$  et  $P = 760$ )

$$\text{introduit une erreur } \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = 1,4 \cdot 10^{-8}$$

une variation de pression de 1 mm Hg introduit une erreur

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = 5 \cdot 10^{-9}$$

D'autre part, le déplacement des nombres d'onde dû à l'angle solide fini du faisceau est, comme nous l'avons déjà indiqué dans le paragraphe précédent, indéterminé dans le cas d'une source super radiante. Nous pouvons donner la borne supérieure, et le sens de l'erreur ainsi introduite, en supposant que l'angle solide du faisceau soit très inférieur à celui défini par le diaphragme à l'infini. Nous trouvons :

$$0 \leq \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\sigma - \sigma_{\text{mes}}}{\sigma} \leq \frac{\Omega}{4\pi} = + 25 \cdot 10^{-8}$$

Nous calculons facilement que, pour annuler la différence entre les valeurs  $\sigma_r^V$  et  $\sigma_{r \text{ mes}}^V$ , il faut adopter pour la raie de référence laser :

$$\lambda_0 = 6.328,1614 \text{ \AA}$$

et :  $\sigma_0^{\text{vide}} = 15.798,0105 \text{ cm}^{-1}$

avec une erreur relative :

$$-8 \cdot 10^{-8} \leq \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \leq + 30 \cdot 10^{-8}$$

Cette valeur sera désormais seule utilisée ; elle sera donnée au calculateur qui établit l'échelle des  $\sigma$  pour tous les spectres présentés. On peut donc dire que les nombres d'onde mesurés sur tous nos spectres sont déduits de celui de la raie super radiante du Xenon, elle-même mesurée par Humphreys (52) et Vetter (53). L'erreur relative commise sur ces nombres d'onde est constante pour toutes les raies d'un même spectre, et est comprise entre les valeurs  $-8 \cdot 10^{-8}$  et  $+30 \cdot 10^{-8}$ .

Rappelons encore une fois que ce procédé n'est pas le meilleur possible, en particulier une meilleure définition de l'angle solide du faisceau de la raie du Xe à  $2.850 \text{ cm}^{-1}$  par un diaphragme à l'infini plus petit, nous aurait permis de ramener l'erreur sur  $\sigma_0$  à  $\pm 0,8 \cdot 10^{-8}$ .

C) SPECTRES EN EMISSION.  
 =====

1/. Structure de la raie du Xe à  $3.054 \text{ cm}^{-1}$ .

La source est identique à celle utilisée pour la fonction d'appareil, mais l'autoamplification est négligeable pour cette raie. Le spectre (fig. 59) a permis à S. Liberman (<sup>54</sup>) de déterminer par les intensités la position réelle des composantes hyperfines de l'isotope 129 du Xe.

2/. Structure de la raie du Mercure à  $6.537 \text{ cm}^{-1}$ .

La source est un tube sans électrode excité en haute fréquence par un générateur micro-onde. Le spectre est présenté (fig.60). Nous avons représenté également les meilleurs enregistrements de cette raie obtenus jusqu'ici par les autres méthodes. Cette raie ayant été analysée et utilisée comme test de performances d'un spectromètre à plusieurs reprises, J. Blaise, R. Chabbal, P. Jacquinet (<sup>55</sup>) en donnèrent l'interprétation que nous avons reproduite ici.

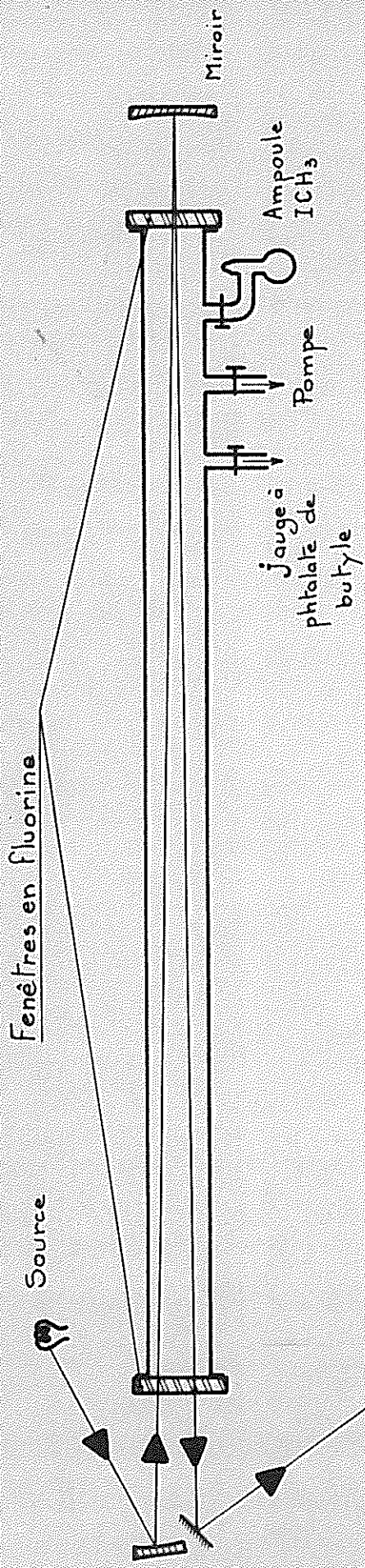
D.H. Rank (<sup>56</sup>) utilisa un spectromètre à réseau en double passage pour enregistrer le spectre que nous avons reproduit (fig.61) avec une analyse des raies 204 et f à l'aide d'un Fabry-Perot.

P. Camus (Laboratoire Aimé Cotton) utilisa un spectromètre Fabry-Perot du type HYPEAC (fig.62). Sur ces enregistrements, nous observons le défaut fondamental de ce type de spectromètre : son domaine spectral libre est réduit, il est de l'ordre d'une vingtaine d'éléments spectraux et à résolution élevée, le spectre se complique de recouvrements d'ordres.

Dans notre expérience, le pas est de  $200 \lambda_0$ , et le domaine spectral étudié est de  $40 \text{ cm}^{-1}$ , soit environ 6.000 éléments spectraux.

Vergès (Laboratoire Aimé Cotton) (fig.63), à l'aide d'un spectromètre





Prémonochromateur Fig: 42

Fig: 65- La cuve à absorption

à réseau "SISAM" nous donne un spectre comparable en résolution à celui obtenu par D. H. Rank mais avec un rapport Signal/Bruit supérieur. (L'étendue de faisceau acceptée par ce spectromètre est de l'ordre de 30 fois supérieure à celle acceptée par notre interféromètre à la même résolution).

3/ Nous présentons fig 64 un spectre d'émission du Ne à  $6.500 \text{ cm}^{-1}$ . La source est un tube identique à celui utilisé pour obtenir la fonction d'appareil, mais rempli d'un mélange He. Ne.

Cet enregistrement a été réalisé à faible pouvoir de résolution et couvre un domaine spectral étendu,  $880 \text{ cm}^{-1}$ . La raie la plus intense est égale à plus de mille fois la valeur efficace du Bruit.

## D) SPECTRES D'ABSORPTION

### 1/. La source

Les mesures de spectres d'absorption ont été effectuées à l'aide d'une cuve longue de 6 mètres fermée en bout par deux fenêtres en Fluorine fig 65. Le faisceau de lumière blanche issu d'une lampe à iode à enveloppe de quartz de 100 watts effectue un double passage dans la cuve avant de pénétrer dans le prémonochromateur.

La pression du gaz dans la cuve est mesurée à l'aide d'une jauge à phtalate qui permet d'apprécier le  $1/10 \text{ mm Hg}$ .

### 2/. Fonction de Filtrage du prémonochromateur

Un spectre d'absorption (fig 66) à faible pouvoir de résolution ( $\delta \sigma = 1 \text{ cm}^{-1}$ ) représente l'allure générale d'un spectre après traversée de prémonochromateur.

Nous observons que les flancs de la fonction trapèze possèdent une largeur de  $5 \text{ cm}^{-1}$  en accord avec ce qui était prévu ( $\delta v g$ ). La largeur totale du filtre est ici de  $125 \text{ cm}^{-1}$ .

### 3/. Spectre d'absorption de $N_2 O$

La région spectrale étudiée est celle de la bande  $(20^{\circ}1 \triangle 00^{\circ}0)$  dont le centre est à  $4.731 \text{ cm}^{-1}$  (fig 67) à cette bande vient se superposer la bande chaude  $(21^{\circ}1 - 01^{\circ}0)$  dont les raies présentent un dédoublement du type 1, croissant avec la valeur de J. et que l'on peut utiliser comme test de résolution.

Les positions des raies de cet enregistrement ont été mesurées directement par l'ordinateur à partir des points calculés du spectre ; le programme de calcul a été mis au point par Delouis ( 57 ) à l'observatoire de Meudon, il consiste à mesurer le centre de neuf cordes réparties sur 10 ordonnées équidistantes. La position choisie est celle donnée par la corde la plus proche du sommet de la raie. (Les différences entre cette position et celles données par les autres cordes permettent de juger de la symétrie de la raie).

Nous avons reproduit dans le tableau I les valeurs mesurées ( $\sigma_j B$ ) réduites au vide des raies de la bande ( $20^\circ 1 - 00^\circ 0$ ) que nous avons enregistrées.

Nous avons représenté également par :

- $\sigma_j A$  les valeurs expérimentales données dans W. S. I., valeurs déduites de mesures effectuées à l'aide d'un spectromètre à réseau.
- $\sigma_j C$  les valeurs calculées données dans W. S. I. Ces valeurs sont déduites des mesures expérimentales précédentes par l'intermédiaire du calcul des constantes fondamentales de la molécule (pour le niveau supérieur  $20^\circ 1$ , 3 constantes ont été utilisées B, D et H).
- $\sigma_j D$  Les valeurs calculées à partir de nos valeurs expérimentales, le calcul des constantes a été effectué par Chedin au Laboratoire de spectroscopie moléculaire (PARIS) et seules deux constantes B et D ont été utilisées pour la détermination des valeurs présentées.

Nous avons pu ainsi effectuer plusieurs comparaisons :

I/. Entre nos valeurs expérimentales et les valeurs expérimentales données dans W. S. I. différences :  $\sigma_j A - \sigma_j B$

Nous observons une différence moyenne de  $+ 11,10 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

Les auteurs de W. S. I. donnent, comme erreur probable sur une mesure,  $\pm 20 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . En valeur relative, cette limite de l'erreur nous paraît confirmée par la valeur efficace  $2110 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  de la différence  $\sigma_j A - \sigma_j C$  entre leurs valeurs mesurées et calculées. Si aucune erreur systématique n'affecte leurs mesures, nous pouvons estimer que l'erreur probable sur une moyenne de 85 mesures est de l'ordre de  $\pm 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

T A B L E A U I

Bande 20°1 - 00°0 de N<sub>2</sub>O - Branche R

J	$\sigma_{jB}$ 10 cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jA} - \sigma_{jB}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jA} - \sigma_{jC}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jB} - \sigma_{jC}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jB} - \sigma_{jD}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>
0	4731,6508	+ 23	+ 14	- 9	- 1,6
1	32,4613	- 22	- 30	- 8	- 0,5
2	33,2580	- 7	- 15	- 8	+ 0,4
3	34,0409	+ 10	+ 3	- 7	+ 1,1
4	34,8099	+ 21	+ 13	- 8	+ 0,7
5	35,5652	- 6	- 13	- 7	+ 1,3
6	36,3065	- 5	- 13	- 8	- 0,2
7	37,0342	+ 9	+ 1	- 8	+ 0,2
8	37,7480	+ 9	+ 1	- 8	- 0,2
9	38,4779	- 9	- 18	- 9	- 1,7
10	39,1343	+ 8	+ 1	- 7	0
11	39,8067	+ 14	+ 7	- 7	- 0,4
12	40,4655	+ 18	+ 12	- 6	+ 1,4
13	41,1103	+ 18	+ 13	- 5	+ 1,2
14	41,7411	+ 15	+ 8	- 7	- 0,8
15	42,3585	+ 2	- 3	- 5	+ 1,2
16	42,9619	+ 11	+ 7	- 4	+ 1,3
17	43,5513	+ 45	+ 39	- 6	- 0,5
18	44,1271	+ 33	+ 27	- 6	- 0,3
19	44,6891	+ 6	0	- 6	- 0,9
20	45,2372	+ 16	+ 10	- 6	- 0,9
21	45,7715	+ 22	+ 15	- 7	- 1,8
22	46,2921	+ 21	+ 13	- 8	- 1,8

J	$\sigma_{jB}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jA} - \sigma_{jB}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jA} - \sigma_{jC}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jB} - \sigma_{jC}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jB} - \sigma_{jD}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$
23	4746,7988	+ 20	+ 11	- 9	- 3
24	47,2922	+ 15	+ 9	- 6	+ 0,7
25	47,7714	- 2	- 9	- 7	0
26	48,2369	- 2	- 9	- 7	+ 0,1
27	48,6887	- 16	- 23	- 7	+ 0,8
28	49,1262	- 7	- 20	- 13	
29	49,5514	+ 28	+ 24	- 4	
30	49,9615	+ 27	+ 18	- 9	+ 1,7
31	50,3582	- 1	- 11	- 10	+ 1
32	50,7412	+ 1	- 10	- 11	+ 0,6
33	51,1105	- 1	- 14	- 13	+ 0,3
34	51,4661	+ 6	- 8	- 14	0
35	51,8081	- 12	+ 2	- 14	+ 0,5
36	52,1362	+ 24	+ 7	- 17	- 1,2
37	52,4510	+ 17	+ 1	- 16	+ 0,8
38	52,7520	+ 6	- 10	- 16	+ 1,3
39	53,0394	- 25	- 41	- 16	+ 2,3
40	53,3129	- 14	- 32	- 18	+ 0,5
41	53,5729	- 15	- 34	- 19	0
42	53,8193	- 8	- 29	- 21	- 0,7
43	54,0521	- 11	- 33	- 22	- 1,4
44	54,2713	- 18	- 41	- 23	- 2,5
45	54,4772	+ 35	+ 14	- 21	- 1
46	54,6694	+ 24	+ 3	- 21	- 1,1
47	54,8482	+ 17	- 3	- 20	0

J	$\frac{\sigma_{jB-1}}{10 \text{ cm}}$	$\frac{\sigma_{jA} - \sigma_{jB-1}}{10^{-4} \text{ cm}}$	$\frac{\sigma_{jA} - \sigma_{jC}}{10^{-4} \text{ cm}}$	$\frac{\sigma_{jB-1} - \sigma_{jC}}{10^{-4} \text{ cm}}$	$\frac{\sigma_{jB-1} - \sigma_{jD-1}}{10^{-4} \text{ cm}}$
48	4755,0134	+ 64	+ 45	- 19	+ 0,1
49	55,1651	+ 24	+ 6	- 18	+ 0,1
50	55,3034	+ 1	- 15	- 16	+ 0,8
51	55,4282	+ 32	+ 18	- 14	+ 1

T A B L E A U I

Bande 20°1 - 00°0 de N<sub>2</sub>O - Branche P

J	$\sigma_{jB}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jA} - \sigma_{jB}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jA} - \sigma_{jC}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jB} - \sigma_{jC}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>	$\sigma_{jB} - \sigma_{jD}$ 10 <sup>-4</sup> cm <sup>-1</sup>
1	4729,9885	- 15	- 24	- 9	+ 1,2
2	29,1367	+ 42	+ 33	- 9	+ 0,2
3	28,2711	+ 28	+ 19	- 9	- 0,7
4	27,3919	+ 5	- 3	- 8	+ 0,2
5	26,4987	+ 2	- 7	- 9	- 0,9
6	25,5917	+ 21	+ 11	- 10	- 2,3
7	24,6713	+ 5	- 2	- 7	0
8	23,7369	+ 4	- 3	- 7	- 0,2
9	22,7888	- 7	- 14	- 7	0
10	21,8270	+ 50	+ 44	- 6	+ 0,8
11	20,8514	+ 27	+ 21	- 6	+ 0,7
12	19,8621	- 7	- 13	- 6	+ 0,9
13	18,8591	- 29	- 34	- 5	+ 1,1
14	17,8422	+ 20	+ 13	- 7	- 0,7
15	16,8119	+ 11	+ 5	- 6	+ 0,5
16	15,7678	- 3	- 9	- 6	+ 0,4
17	14,7101	+ 40	+ 35	- 5	+ 1
18	13,6387	+ 24	+ 20	- 4	+ 1,3
19	12,5536	- 4	- 8	- 4	+ 1,2
20	11,4546	+ 37	+ 31	- 6	- 1,6
21	10,3421	+ 15	- 7	- 8	- 3
22	09,2164	0	- 5	- 5	- 0,2
23	08,0766	- 15	- 22	- 7	- 2,2

J	$\sigma_{jB} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jA} - \sigma_{jB} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jA} - \sigma_{jC} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jB} - \sigma_{jC} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\sigma_{jB} - \sigma_{jD} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$
24	4706,9236	+ 32	+ 27	- 5	- 0,2
25	05,7568	+ 14	+ 9	- 5	- 0,2
26	04,5764	- 8	- 14	- 6	- 0,3
27	03,3825	+ 37	+ 31	- 6	+ 0,3
28	02,1751	+ 14	+ 9	- 5	+ 1,7
29	4700,9537	- 6	- 16	- 10	- 1,3
30	4699,7194	- 30	- 38	- 8	+ 2,1
31	98,4712	+ 32	+ 23	- 9	+ 2
32	97,2094	+ 6	- 8	- 14	+ 1,2
33	95,9337	+ 92	+ 69	- 23	- 3,3
	Différence moyenne Branches (P et R)	+ 11	+ 1,4		
	Valeur efficace des différences		21		



T A B L E A U II  
 Bande (21<sup>1</sup>1 - 01<sup>1</sup>0) Branche P

J	$\Delta \sigma_{jA}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\Delta \sigma_{jC}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\Delta \sigma_{jA} - \Delta \sigma_{jC}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$
13	181	181	0
15	289	287	+ 2
16	349	347	+ 2
19	559	561	- 2
20	644	643	+ 1
22	821	822	- 1
23	917	919	- 2
24	1 023	1 023	0
25	1 131	1 132	- 1
26	1 246	1 246	0
27	1 368	1 367	+ 1
28	1 494	1 494	0
29	1 629	1 627	2
30	1 770	1 768	2
31	1 911	1 915	- 4
32	2 070	2 070	0

T A B L E A U II

Branche R

J	$\Delta \sigma_{jA}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\Delta \sigma_{jC}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$\Delta \sigma_{jA} - \Delta \sigma_{jC}$ $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$
11	579	580	- 1
12	662	661	+ 1
13	749	748	+ 1
14	839	841	- 2
15	933	937	- 4
16	1 040	1 040	0
17	1 145	1 147	- 2
18	1 260	1 260	0
19	1 378	1 377	+ 1
20	1 502	1 501	+ 1
22	1 768	1 765	+ 3
23	1 908	1 907	+ 1
24	2 053	2 053	0
25	2 205	2 206	- 1
26	2 364	2 364	0
27	2 527	2 529	- 2
32	3 439	3 439	0
	Valeur efficace des différences (branches Pet R		1,6

Estimons d'autre part, la précision de nos mesures : l'incertitude sur  $\sigma_0$  comprise entre  $-810^{-8}$  et  $+3010^{-8}$  entraîne dans la région de  $4,730 \text{ cm}^{-1}$  une erreur systématique pouvant affecter toutes les raies comprise entre  $-410^{-4}$  et  $+1510^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . La différence moyenne constatée soit  $+1110^{-4}$  n'est donc pas significative.

2/. Entre chacune des valeurs expérimentales ( $\sigma_j A$  et  $\sigma_j B$ ) et les valeurs calculées de (W. S. I.) seules disponibles lors de vos mesures :  $\sigma_j C$ . Afin de mieux juger de la valeur de nos mesures nous avons reporté sur la fig 68 a les différences ( $\sigma_j A - \sigma_j C$ ) (croix) et  $\sigma_j B - \sigma_j C$  (cercles). Nous observons que nos mesures sont beaucoup moins dispersées que celles données dans (W. S. I.). Elles s'alignent sur une courbe, ce qui nous a conduit à faire effectuer un nouveau calcul de constantes à partir de nos propres valeurs expérimentales.

3/. Entre nos valeurs expérimentales et les valeurs calculées par Chedin, (différences  $\sigma_j B - \sigma_j D$ ). Les différences représentées fig 68 b montrent un bon accord entre les deux séries de valeurs. Remarquons que ce résultat a été obtenu à l'aide de deux constantes seulement. La valeur moyenne a été annulée par le programme de calcul et n'apparaît que dans la détermination de la fréquence  $\nu_0$  du centre de la bande. La valeur efficace des différences est ramenée à  $1,210^{-4} \text{ cm}^{-1}$  soit 17 fois plus faible que la valeur correspondante de W. S. I. Ce résultat important nous paraît démontrer l'amélioration de la précision du pointé des raies par spectroscopie de Fourier.

Nous avons, d'autre part, effectué des mesures semblables sur les doublets du type 1 de la bande ( $21^{10} - 01^{10}$ ). Nous avons comparé les écartements des doublets  $\Delta \sigma_j A$  observés avec ceux  $\Delta \sigma_j C$  donnés par la théorie. Les nombres d'onde des raies sont donnés dans le tableau II et nous avons reporté dans le graphique (fig 69) les différences  $\Delta \sigma_j A - \Delta \sigma_j C$ .

#### 4/. SPECTRE D'ABSORPTION DE $\text{ICH}_3$ A $6,030 \text{ cm}^{-1}$ .

Le spectre (fig 70) représente une région de la branche P de la bande  $2 \nu_4 //$  de la molécule  $\text{ICH}_3$  (La bande complète étant également représentée à pouvoir de résolution plus faible).

T A B L E A U III

RAIES du spectre I $\text{cm}^{-1}$	RAIES du spectre II $\text{cm}^{-1}$	Différences $10^{-6} \text{cm}^{-1}$
6.030,9528	6.030,952601	+ 201
31,152606	31,152522	+ 084
31,434103	31,433918	+ 185
31,914982	31,914945	+ 038
32,396168	32,396034	+ 134
32,877725	32,877713	+ 012
33,053172	33,053083	+ 090
34,021964	34,021842	+ 122
34,505964	34,505729	+ 235
34,990777	34,990625	+ 152
35,965711	35,965582	+ 130
36,250981	36,250668	+ 313
36,734815	36,734695	+ 120
36,828496	36,828302	+ 194
36,866550	36,866417	+ 133
37,324651	37,324496	+ 155
37,388862	37,388631	+ 231
37,665538	37,665273	+ 265
37,706914	37,706899	+ 015
37,819300	37,819161	+ 139
37,883043	37,882956	+ 087
38,192543	38,192424	+ 120
38,312698	38,312759	- 063
Valeur moyenne des différences :		$1,3 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$
Erreur efficace des différences :		$0,85 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$

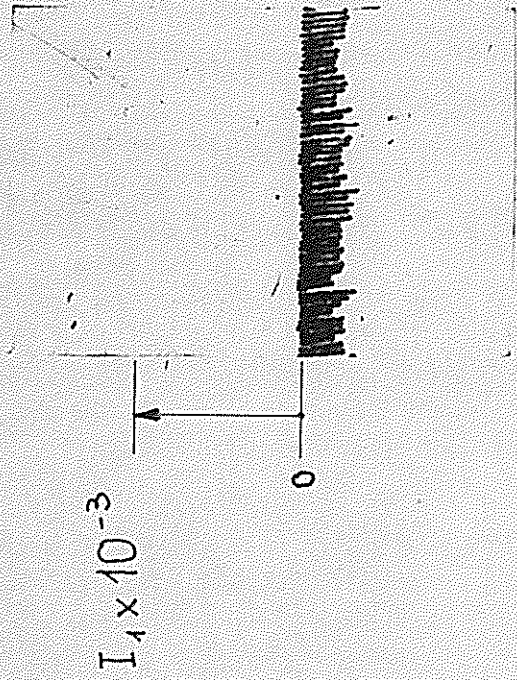


Fig: 74- Enregistrement du bruit de détecteur comparé  
au signal du 1<sup>er</sup> échantillon de l'interférogramme.

Deux enregistrements de ce spectre ont été effectués à une dizaine de jours d'intervalle, avec une pression de gaz de l'ordre de 1 mm Hg. (non identique pour les deux enregistrements, comme le montre la différence entre les profondeurs d'absorption). Ils nous ont permis de vérifier la reproductibilité de l'échelle des nombres d'onde. Nous avons reproduit dans le tableau III les mesures de nombres d'onde d'une vingtaine de raies effectuées sur les deux spectres ; nous observons une valeur moyenne des différences de  $1,3410^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , et une valeur efficace de  $0,85 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . La différence moyenne est significative, elle est en valeur relative de  $210^{-8}$  mais reste dans le domaine des erreurs introduites par des variations de température et de pression atmosphérique.

#### 5/. Spectre d'absorption de $\text{ICH}_3$ à $3.070 \text{ cm}^{-1}$ .

Le spectre de la bande  $\nu_4$  de la molécule  $\text{ICH}_3$  s'étendant sur  $150 \text{ cm}^{-1}$  a fait l'objet d'un double enregistrement. Le premier couvre le domaine spectral de  $3.007 \text{ cm}^{-1}$  à  $3.070 \text{ cm}^{-1}$ ; le second celui de  $3.070 \text{ cm}^{-1}$  à  $3.140 \text{ cm}^{-1}$ . La figure (71) représente une région de ce spectre.

A  $3.000 \text{ cm}^{-1}$ , l'élargissement des raies par effet Doppler est relativement petit ( $3,610^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ), et la faible limite de résolution que permet notre appareil se trouve encore mieux justifiée; nous pouvons effectivement observer que la largeur des raies mesurée (voisine de  $710^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) est comparable à la largeur calculée pour ce spectre ( $610^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ), et que nous séparons des raies non résolues à l'aide du spectromètre à réseau (58); la limite de résolution de ce spectromètre était ici  $26 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , et la durée d'enregistrement de la bande ( $150 \text{ cm}^{-1}$ ) aurait été de 60 heures.

Nous avons représenté figure(72) deux enregistrements d'une branche Q de la bande  $\nu_4$  à  $3.037,7 \text{ cm}^{-1}$ , effectués avec des pressions de gaz différentes, et au pouvoir de résolution maximum de notre appareil, soit :  $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Les largeurs de raie mesurées atteignent  $6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  avec l'apodisation B, et  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  sans apodisation (fig. 73).

Nous avons effectué sur ces spectres une comparaison du rapport  $\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}$  dans l'interférogramme à celui dans le spectre, la figure (74) représente un enregistrement du bruit du détecteur comparé au signal du premier échantillon de l'interférogramme pour le spectre représenté figure 71 nous observons que le rapport  $\rho$  défini au paragraphe (IV C)  $\sigma = \frac{1}{\Delta t}$  est de l'ordre de 17.000.

Nous devons donc nous attendre à observer dans le spectre calculé, un rapport  $\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}$  maximum :  $\frac{B}{N} = \rho \frac{\pi \sqrt{2}}{4 \sqrt{n}} = 130$

Comme le montre le spectre et la bande de bruit reproduite fig 71 , le rapport  $\frac{B}{N}$  est de cet ordre de grandeur.

Nous remarquerons que, dans les mêmes conditions d'enregistrement (interférogramme de  $N = 20.000$  points, durée : 6 heures) le rapport  $\rho$  maximum permis par le récepteur que nous avons utilisé ne dépasse pas 30.000. Ce qui correspond à un rapport  $\frac{B}{N}$  de 250.

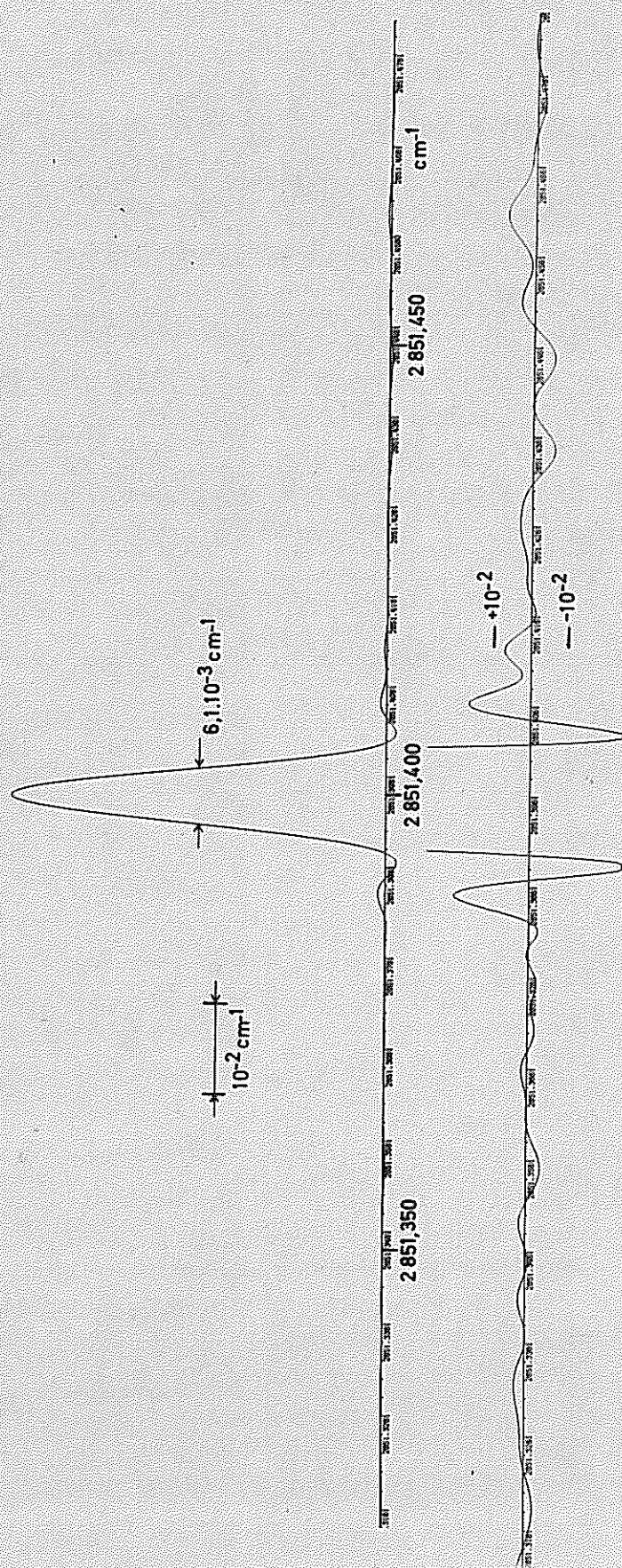


Fig: 57-



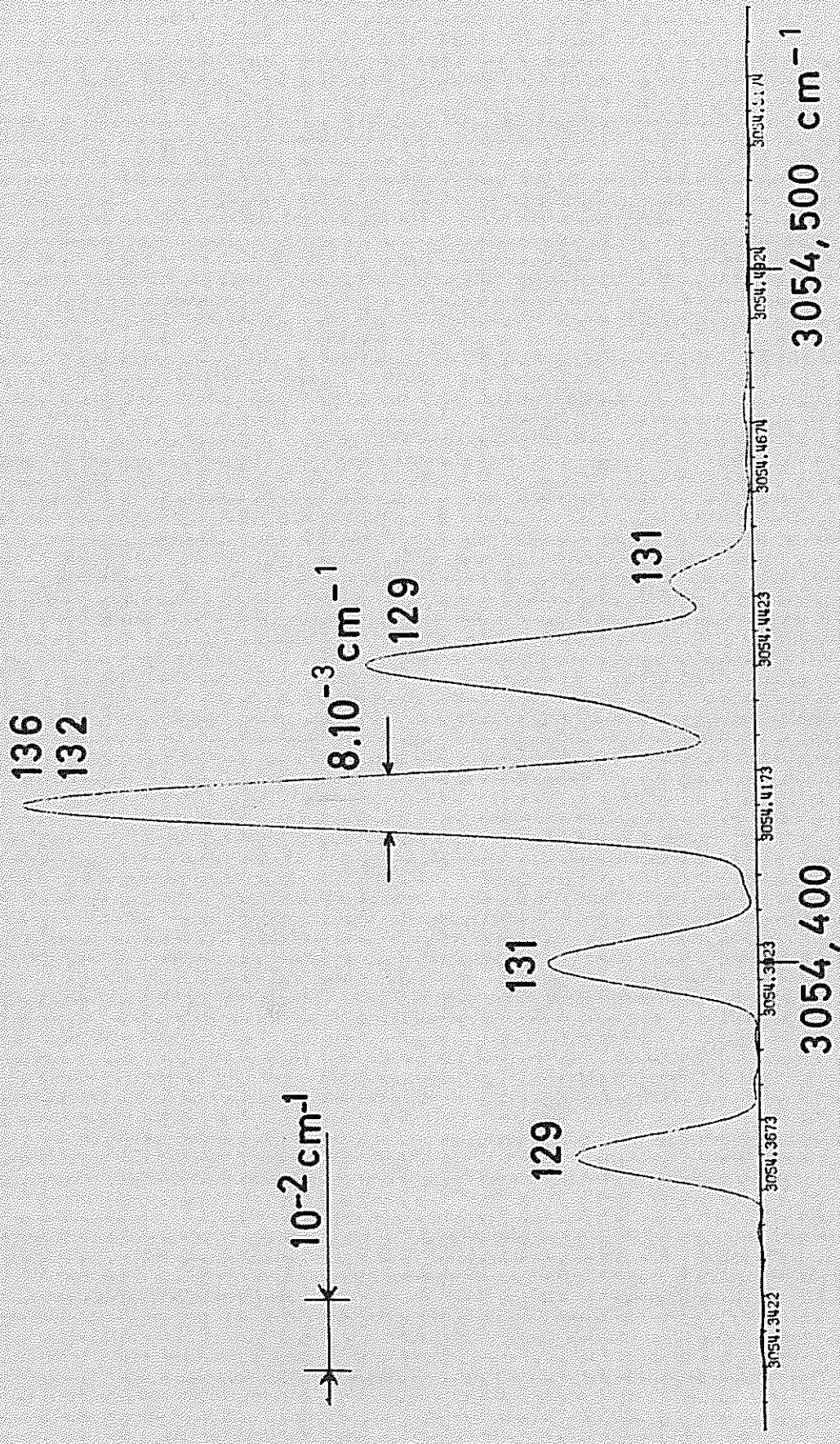


Fig: 59-

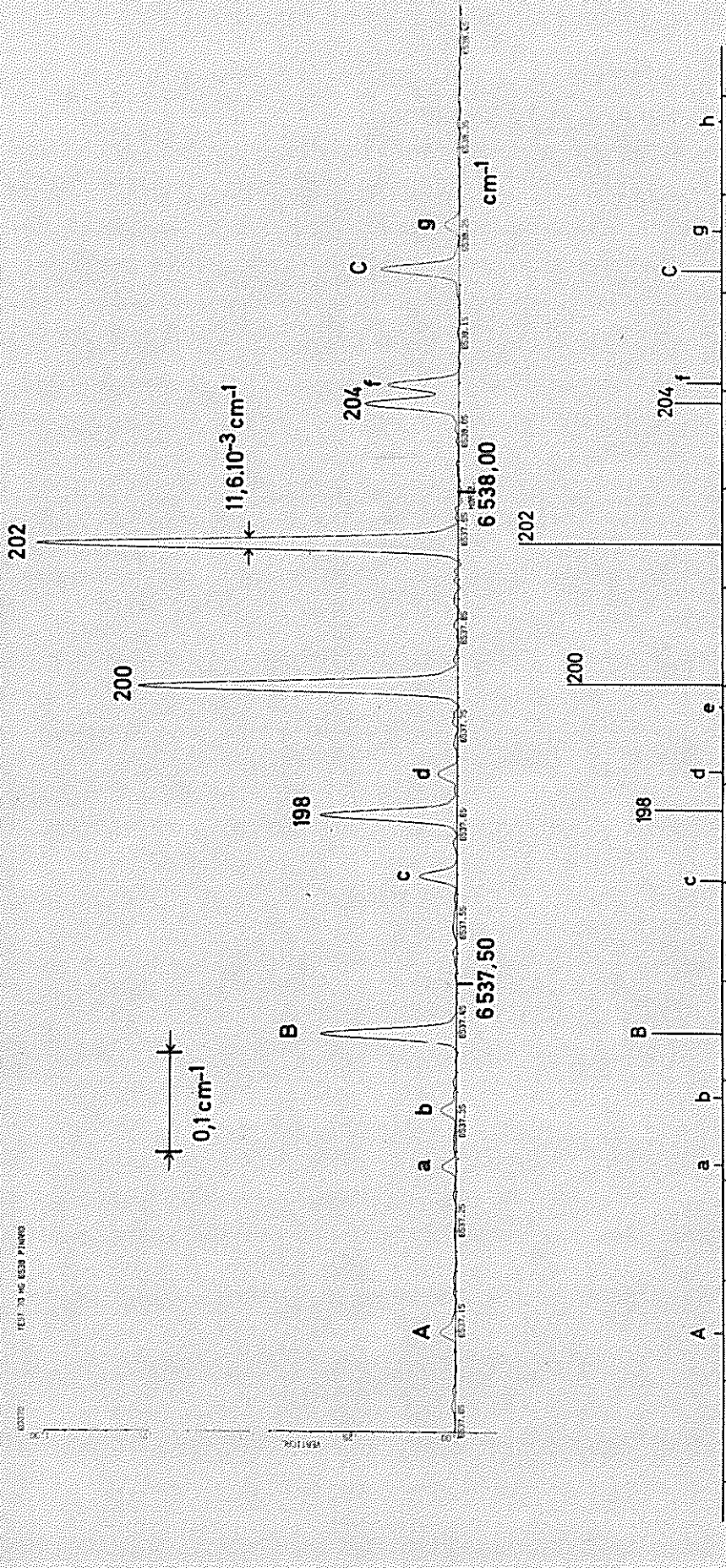


Fig: 60.

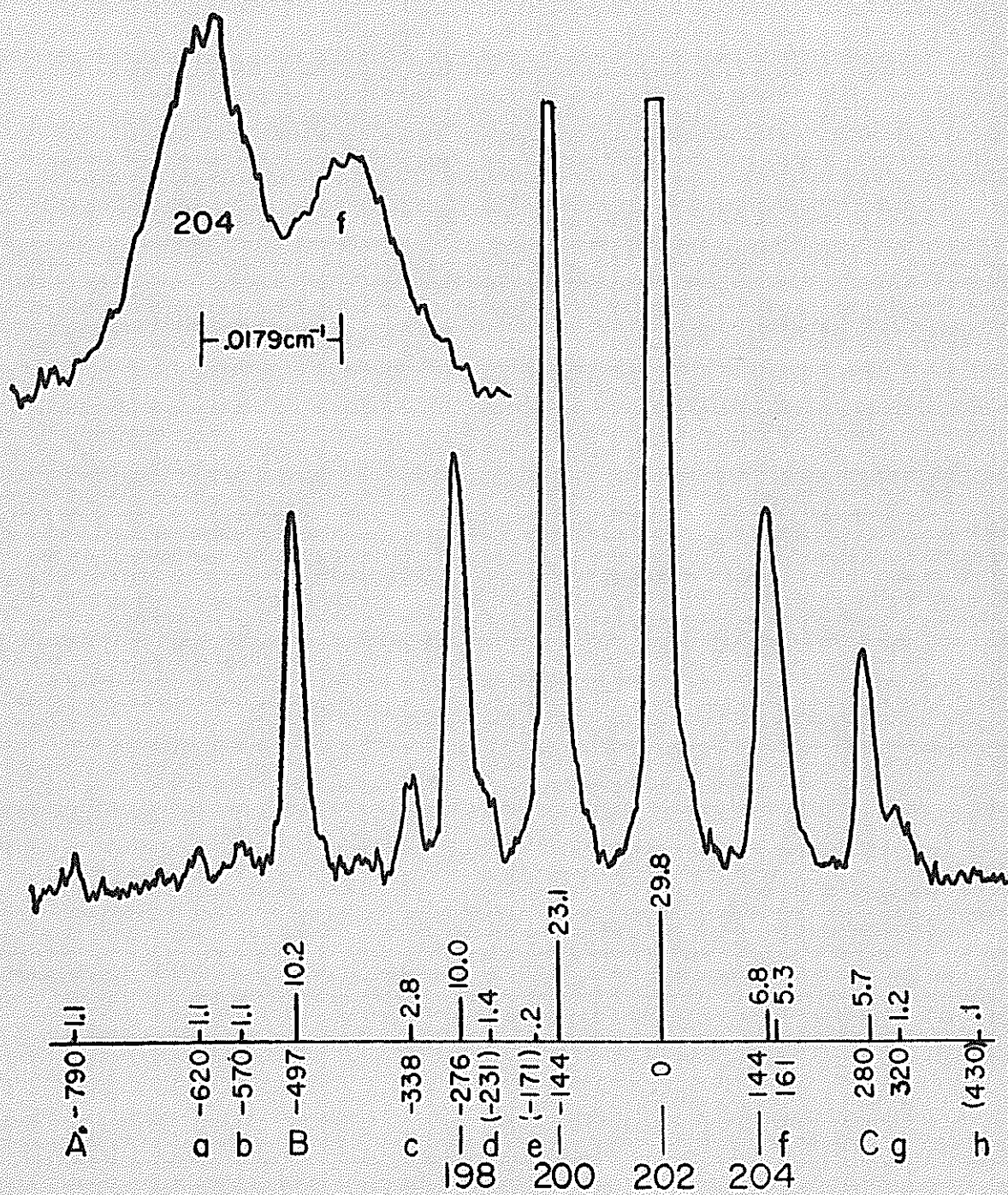


Fig: 61.

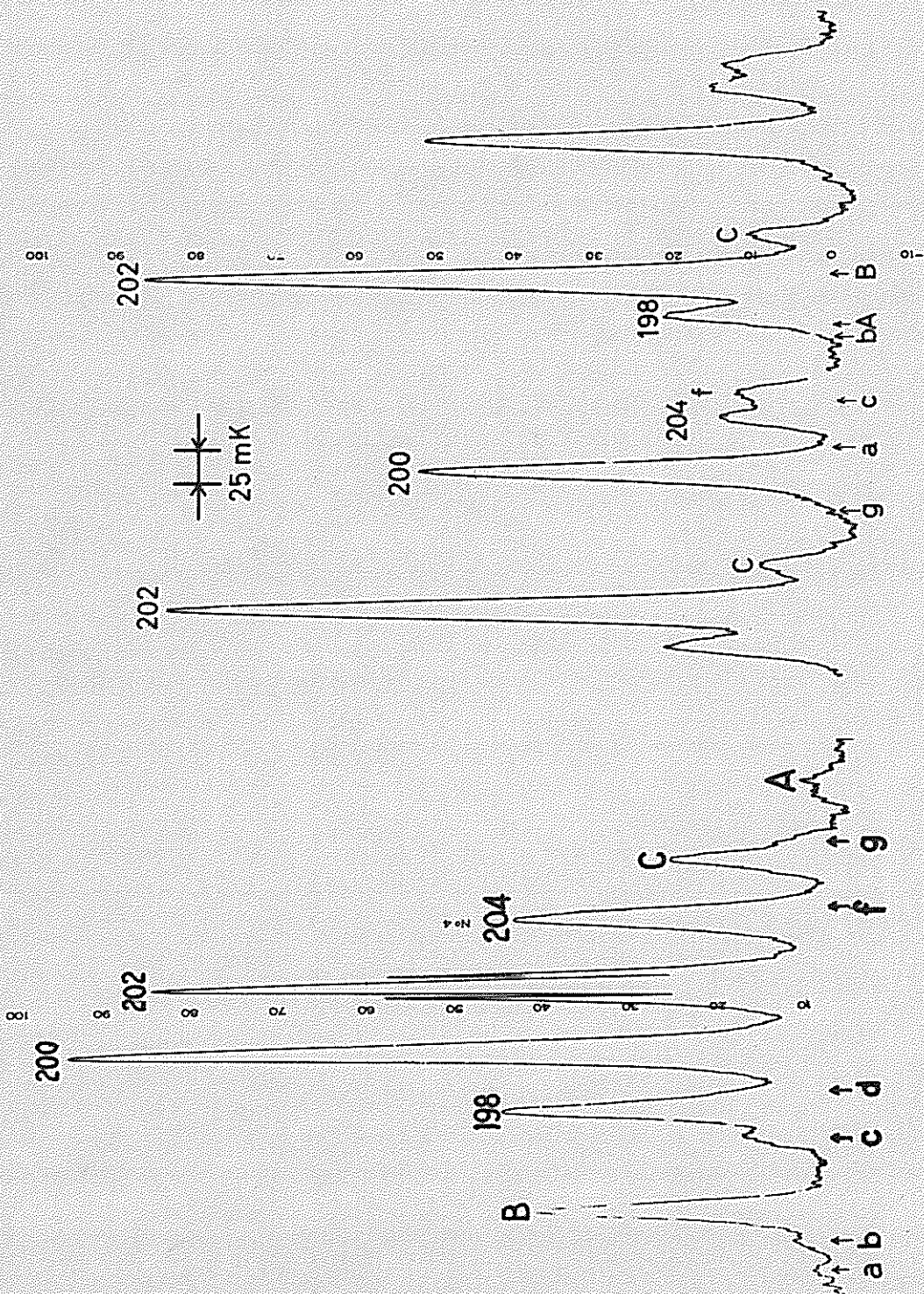


Fig: 62.-

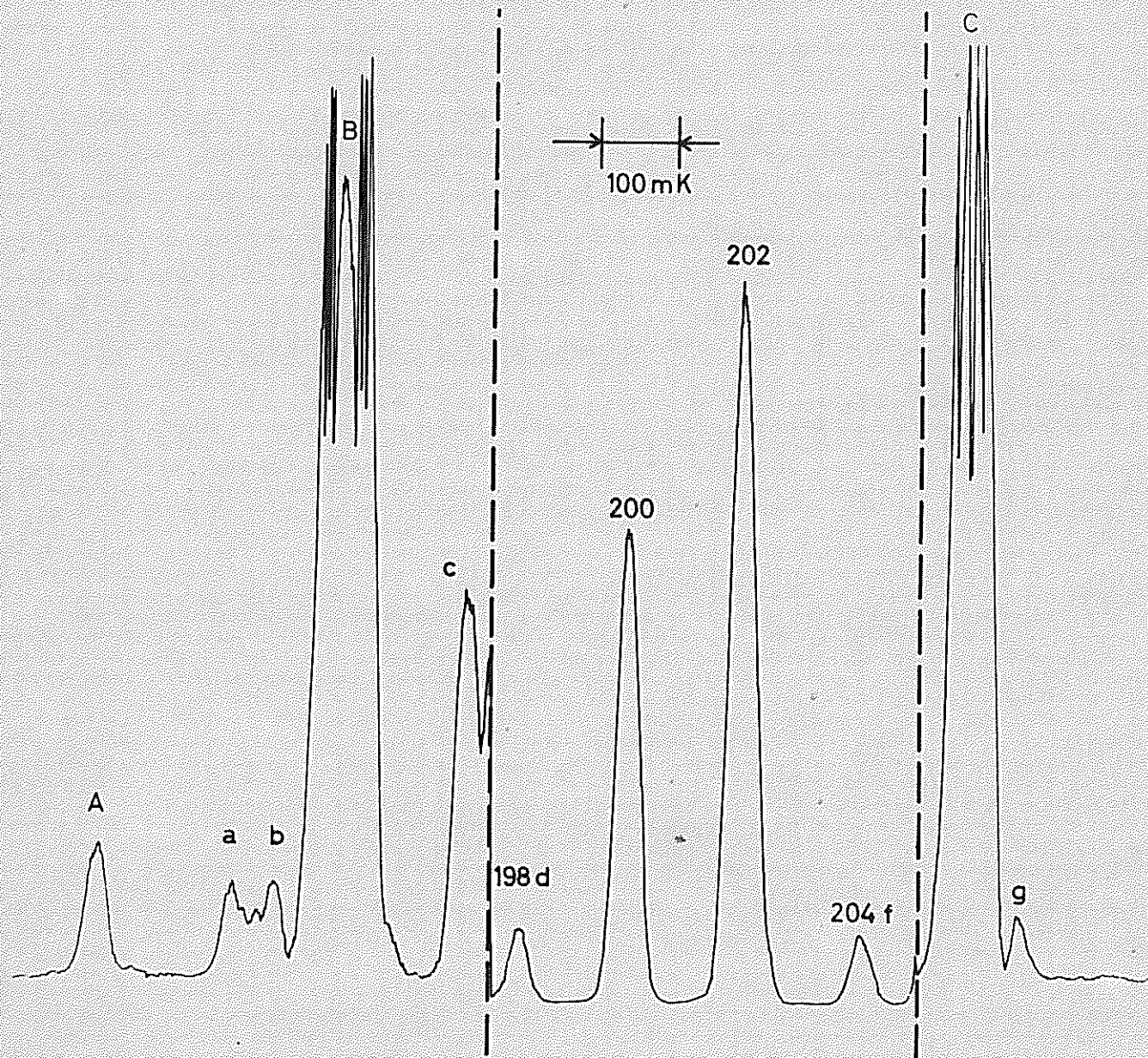


Fig: 63.

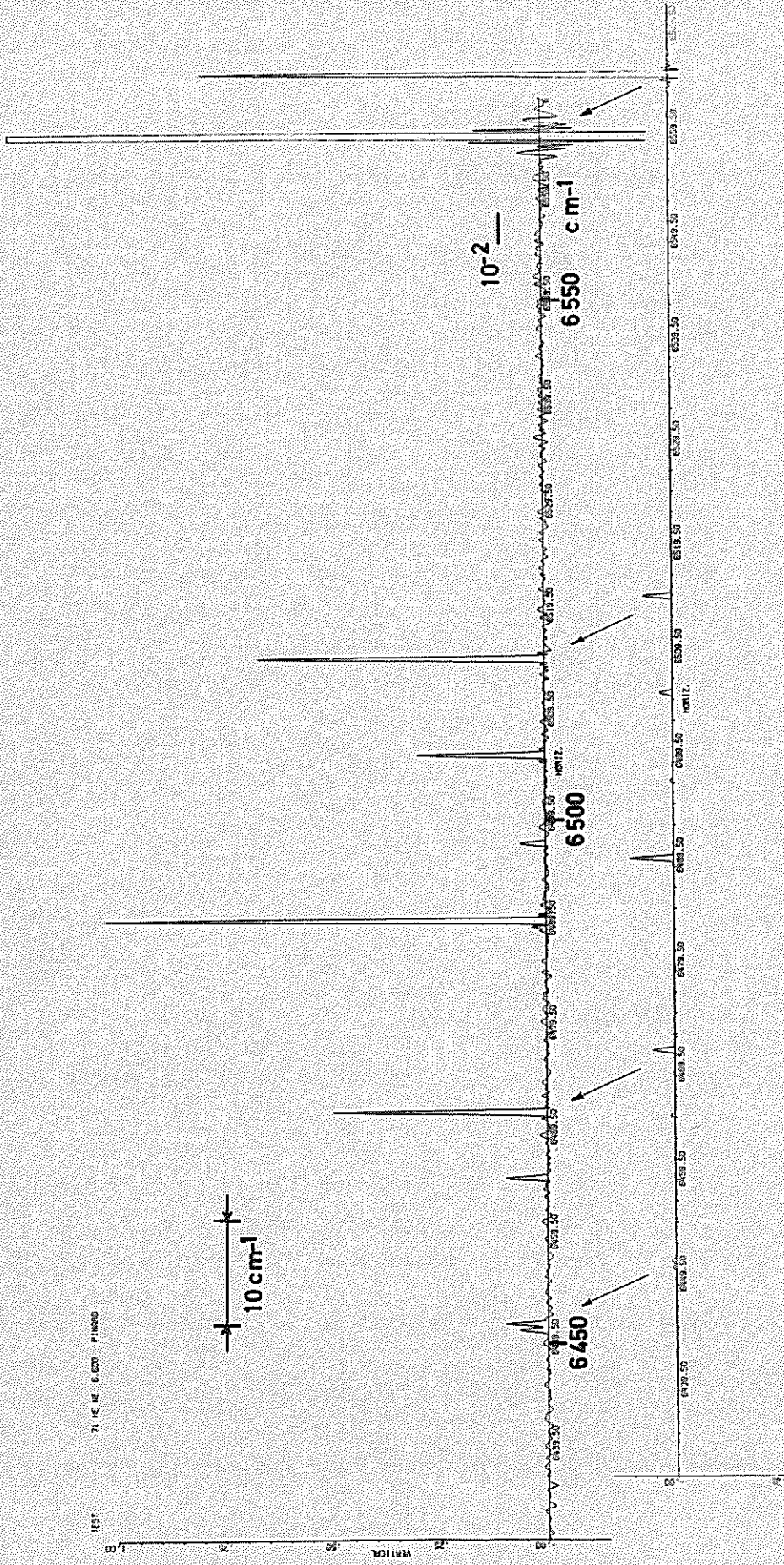


Fig: 64-

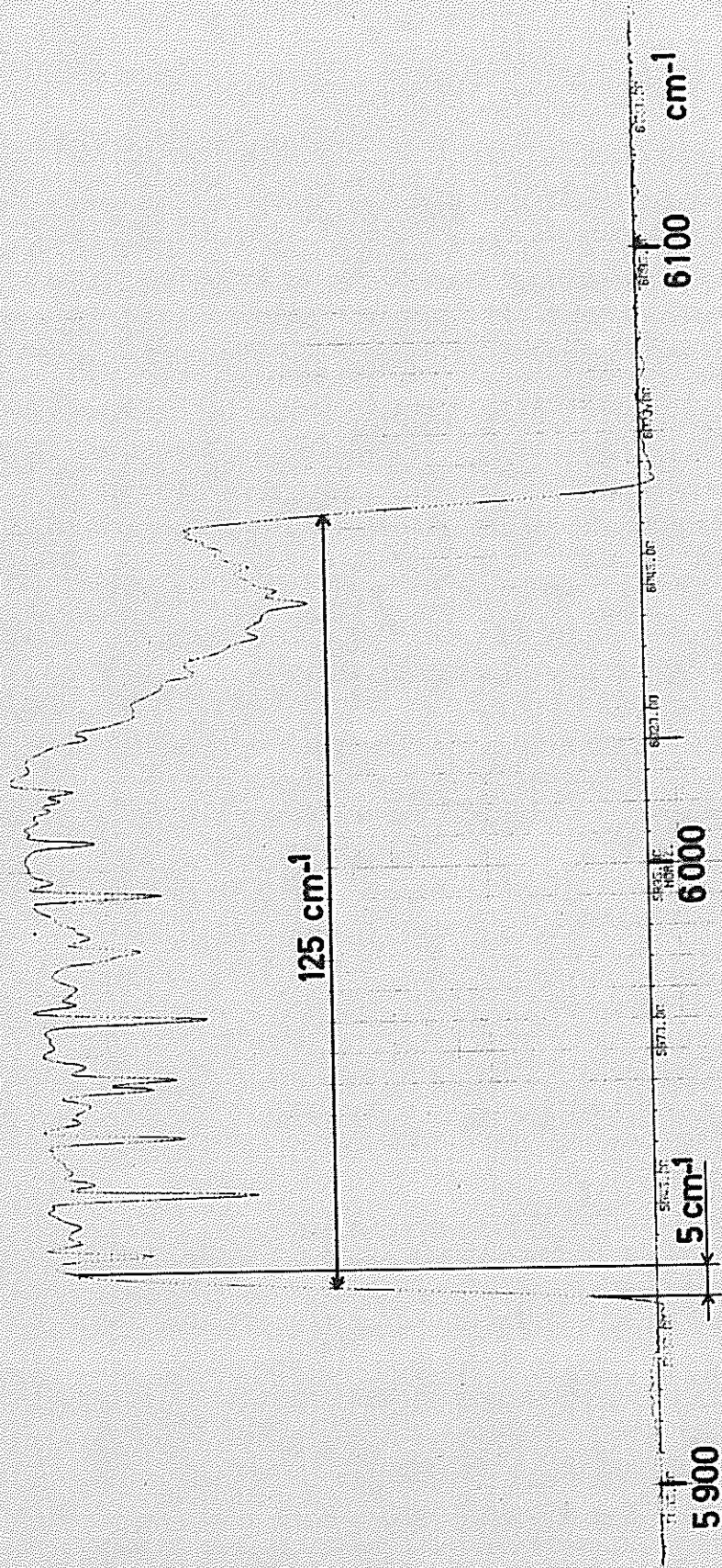


Fig: 66 -

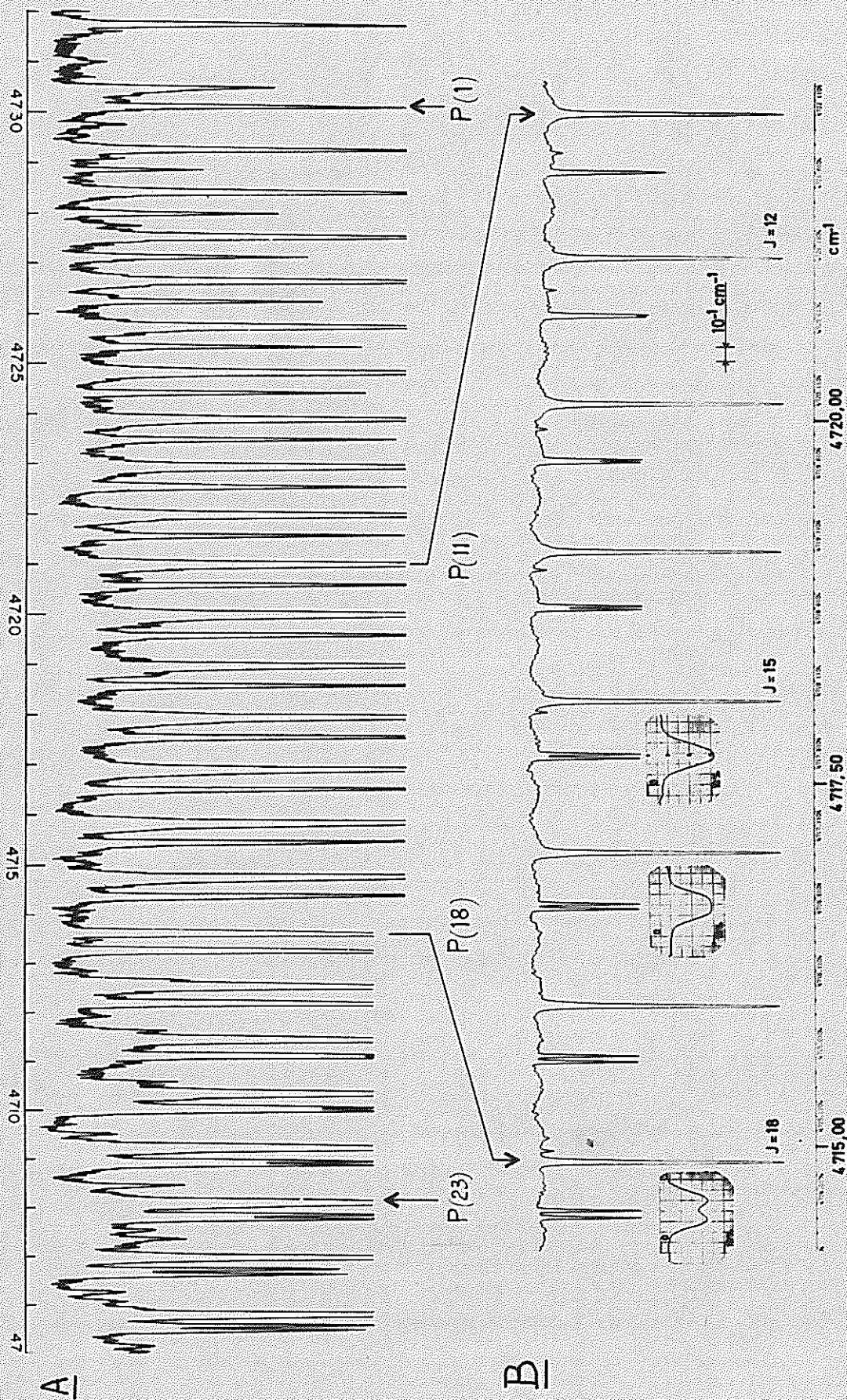


Fig. 67



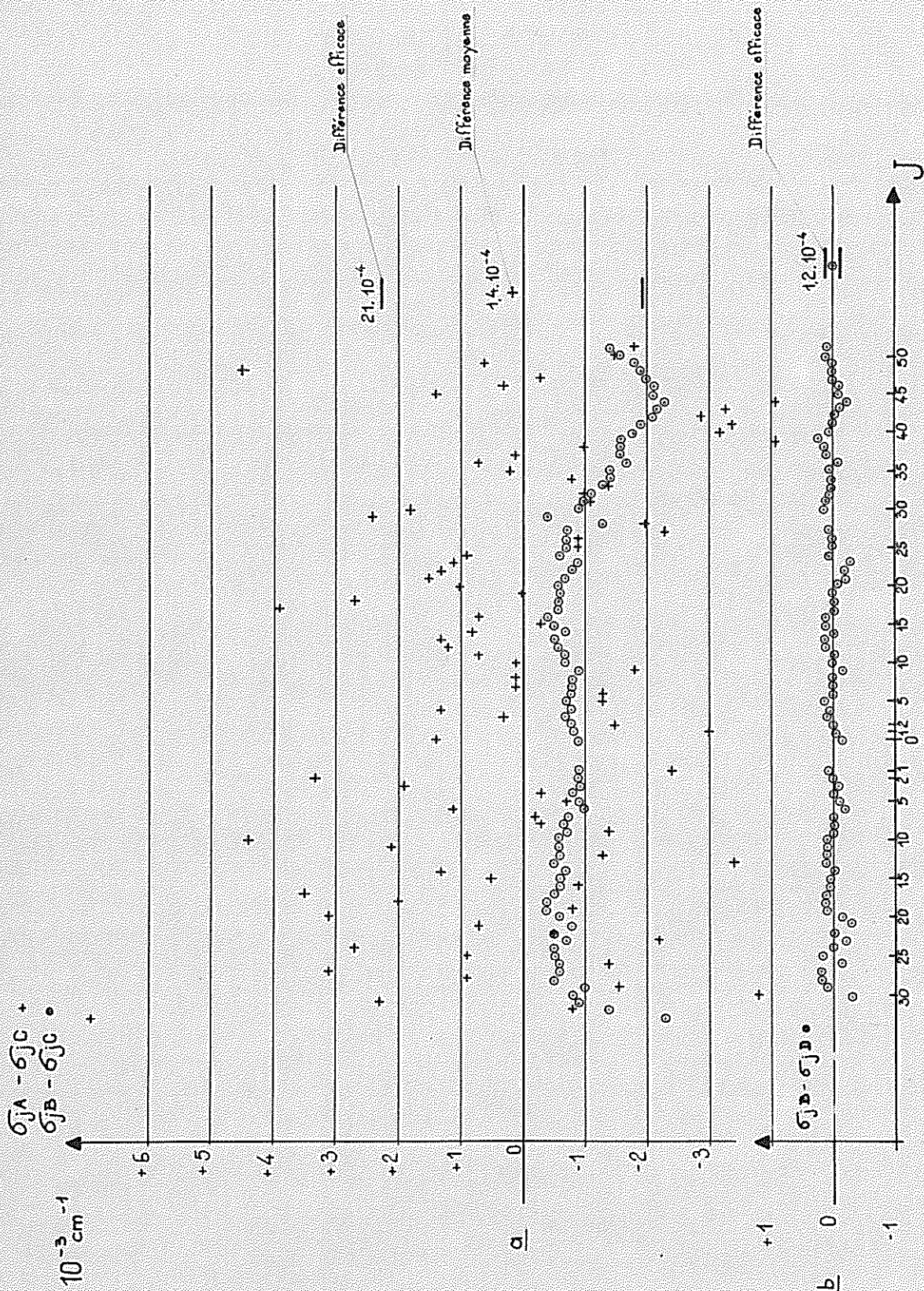


Fig. 68-

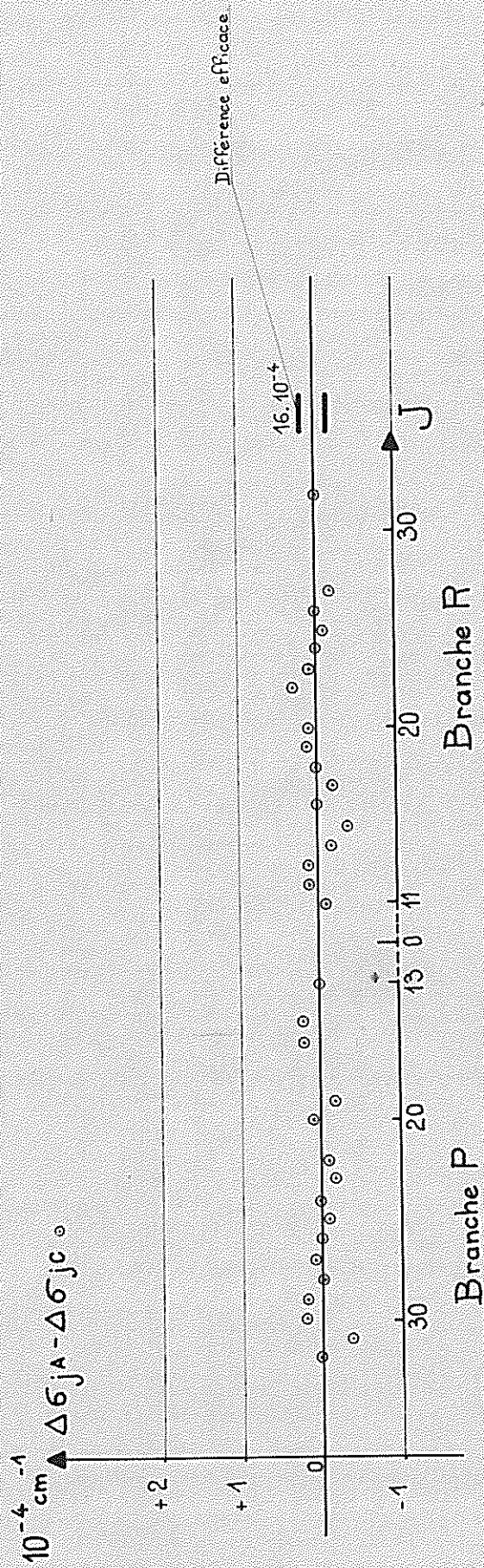


Fig. 69.

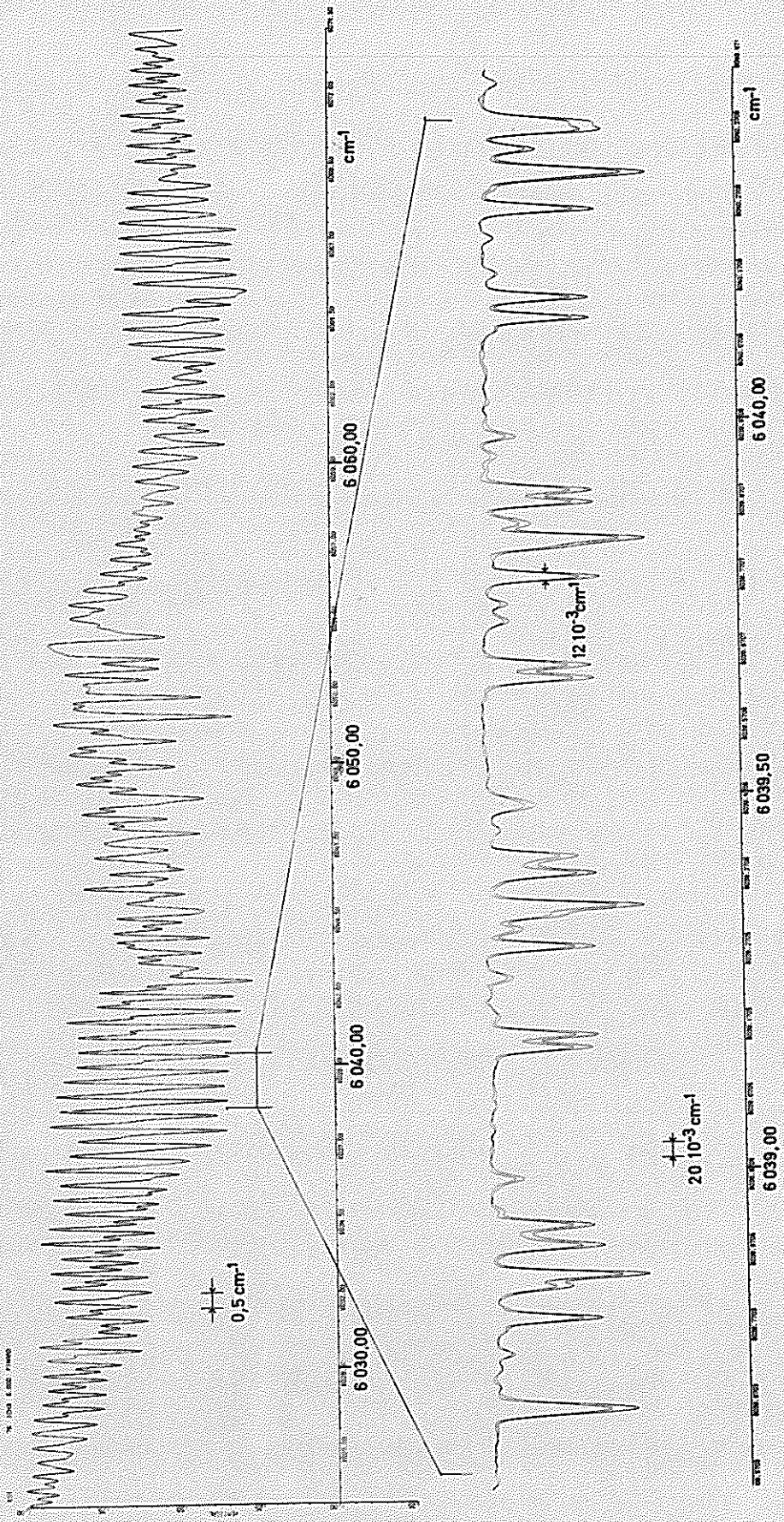


Fig: 70-

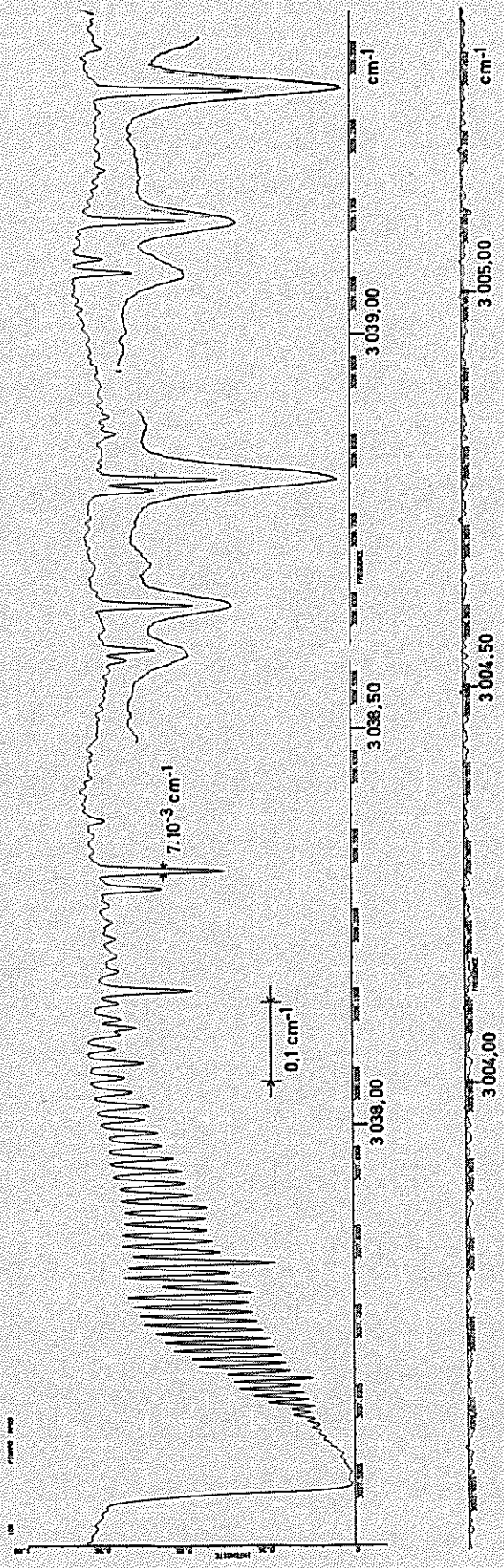


Fig: 71 -



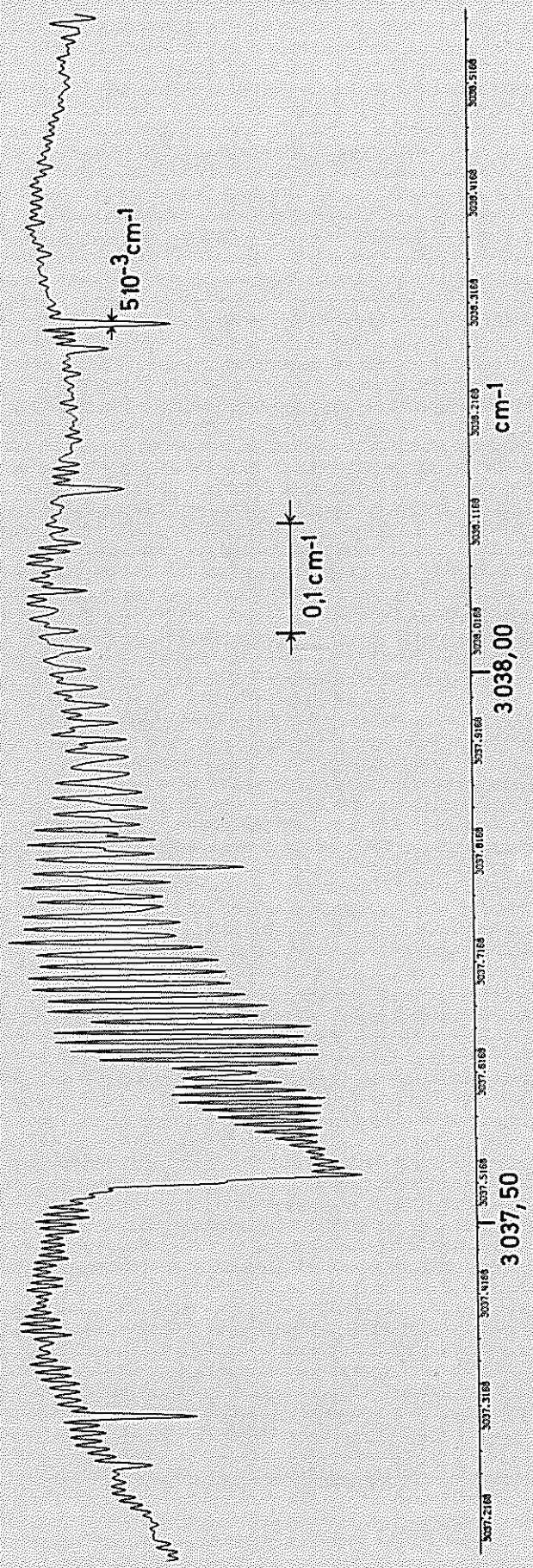


Fig. 73.

### Figure 57

Fonction d'appareil obtenue avec la raie super radiante du Xe Naturel à  $2.851 \text{ cm}^{-1}$ . Pas d'échantillonnage :  $\delta_o = 6\,000 \lambda_o = 0,3797 \text{ cm}$ .  
Domaine spectral libre  $\Delta\sigma = 1,3 \text{ cm}^{-1}$ .

Nombre d'échantillons  $N = 440$  D. D. M. maximum :  $167 \text{ cm}$   
 $\delta\sigma$  calculée (apodisation D) :  $5,710^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . En dessous, même courbe, ordonnées multipliées par 10.

### Figure 59

Structure de la raie à  $3.054 \text{ cm}^{-1}$  du Xe Naturel  
 $\delta_o = 1000 \lambda_o = 0,06328 \text{ cm}$   $\Delta\sigma = 7,9 \text{ cm}^{-1}$   $N = 2000$   
D.D.M. Maximum :  $127 \text{ cm}$   $\delta\sigma_{\text{Doppler}} : 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$   
 $\delta\sigma$  calculée (apodisation B) :  $5,910^{-3} \text{ cm}^{-1}$   $\delta\sigma_{\text{mesurée}} : 8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

### Figure 60

Structure de la raie à  $3.054 \text{ cm}^{-1}$  du mercure Naturel  
 $\delta_o = 200 \lambda_o = 0,01266 \text{ cm}$   $\Delta\sigma = 39,5 \text{ cm}^{-1}$   
 $N = 12.000$  D.D.DM. maximum :  $152 \text{ cm}$   $\delta\sigma_{\text{Doppler}} : 10 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$   
 $\delta\sigma_{\text{cal.}}$  (apodisation B) :  $4,910^{-3} \text{ cm}^{-1}$   $\delta\sigma_{\text{mes.}} : 11,610^{-3} \text{ cm}^{-1}$

### Figure 61

Structure de la raie  $6.538 \text{ cm}^{-1}$  du Mercure d'après D. H. Rank et al (35) avec un spectromètre à réseau utilisé en double passage (réseau de  $20 \text{ cm}$  à  $300 \text{ tr/mm}$ )

En haut, à gauche, enregistrement des deux composantes 204 et f, séparées à l'aide d'un interféromètre Fabry-Pérot.

### Figure 62

Structure de la raie  $6.358 \text{ cm}^{-1}$  du Mercure, enregistrée par P. Camus à l'aide d'un spectromètre Fabry-Pérot (Type Hypeac).





Figure 67 B

Portion d'enregistrement de la même bande effectué par transformation de Fourier.

Pression : 6,5 mm Hg       $\delta_o = 81 \lambda_o = 0,513 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$   
 $\Delta \sigma = 98 \text{ cm}^{-1}$        $N = 20.000$       D.D. M. max. : 102,5 cm  
 $\delta \sigma_{\text{dop.}} : 8,610 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$        $\delta \sigma_{\text{cal. (apodisation B)}} : 7,310 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$   
 $\delta \sigma_{\text{mes.}} : 1510 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Dans le spectre, nous avons reproduit quelques raies d'un enregistrement de spectromètre à réseau. ( 58 )

Figure 68

Différences entre nombres d'ondes mesurés et calculés des raies de la bande (20°1 - 00°0) de N2O.

A/. Différences  $\sigma_j \text{ A} - \sigma_j \text{ C}$  (croix)  
 $\sigma_j \text{ B} - \sigma_j \text{ C}$  (cercles)

B/. Différence  $\sigma_j \text{ B} - \sigma_j \text{ D}$  (cercles)  
(Les différences efficaces représentent les racines carrées de la valeur moyenne des carrés des différences).

Figure 69

Différences entre les écarts mesurés et calculés des doublets du type 1 de la bande (21°1 - 01°0) de N2O . ( Différences  $\Delta \sigma_j \text{ A} - \Delta \sigma_j \text{ C}$  )

Figure 70

Deux spectres d'absorption de ICH 3 à  $6.030 \text{ cm}^{-1}$  (branche P de la bande  $2 \rightarrow 4$  //).

Pression : 1 mm Hg       $\delta_o = 100 \lambda_o = 0,6328 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$   
 $\Delta \sigma = 79 \text{ cm}^{-1}$        $N = 15.000$       D.D.M. max. 95cm  
 $\delta \sigma_{\text{Dop.}} : 710 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$        $\delta \sigma_{\text{cal. (apodisation B)}} : 7,910 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$   
 $\delta \sigma_{\text{mes.}} : 1210 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Durée de l'enregistrement : 4h30mn

Nous avons reproduit également le même spectre à pouvoir de résolution plus faible ( $\delta \sigma = 0,17 \text{ cm}^{-1}$ )

Figure 71

Spectre d'absorption de ICH 3 à  $3,030 \text{ cm}^{-1}$

Bande fondamentale 4

Pression : 2 mm Hg

$\Delta \sigma = 79 \text{ cm}^{-1}$

$\delta \sigma = 100 \lambda_0 = 0,6328 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$   
 $N = 20,000$

D.D.M. max. : 127 cm

$\delta \sigma_{\text{Dop.}} : 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

$\delta \sigma_{\text{cal.}} \text{ (apodisation B)} : 5,610^{-3} \text{ cm}^{-1}$

$\delta \sigma_{\text{mes.}} : 710^{-3} \text{ cm}^{-1}$

Durée de l'enregistrement : 6 heures

en-dessous : portion de spectre en dehors de la bande passante du filtre.

En surimpression : quelques raies d'un enregistrement effectué à l'aide d'un spectromètre à réseau. ( 58 )

Figure 72

Spectres d'absorption de ICH 3

Branche Q à  $3,038 \text{ cm}^{-1}$  réalisés à deux pressions différentes :

1 mm Hg et 0,5 mm Hg

$\delta \sigma = 800 \lambda_0 = 0,0506 \text{ cm}$

$\Delta \sigma = 10 \text{ cm}^{-1}$

$N = 3,320$  D.D.M. max. = 168 cm

$\delta \sigma_{\text{cal.}} \text{ (apo B)} : 4,310^{-3} \text{ cm}$

$\delta \sigma_{\text{mes.}} : 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

Figure 73

Spectre identique à celui de la figure 72, calculé sous apodisation

$\delta \sigma_{\text{cal.}} : 3,310^{-3} \text{ cm}^{-1}$

$\delta \sigma_{\text{mesuré}} : 5 \text{ cm}^{-1}$

## C O N C L U S I O N

- o o o -

Par les résultats obtenus, nous pensons avoir montré que la méthode de spectroscopie par Transformation de Fourier, peut-être étendue à l'étude des spectres infrarouges à pouvoir de résolution élevé. Que de ce fait, elle devient, pour la spectroscopie moléculaire, la méthode d'investigation la mieux adaptée. Outre la très faible limite de résolution atteinte, la grande précision obtenue dans le pointage des raies a déjà permis de recueillir un nombre important de renseignements nouveaux qu'il aurait été difficile d'obtenir par une autre méthode.

Une seconde étape reste cependant à franchir, celle concernant les mesures absolues des nombres d'onde. La précision recherchée dans ce domaine (supérieure à  $10^8$ ) requiert un soin et des précautions toutes particulières, notamment dans la détermination des trajets des faisceaux optiques qui traversent l'interféromètre, celui-ci devant être, d'autre part, placé dans le vide afin d'éviter tous les effets de dispersion de l'air. C'est dans cette voie et vers la réalisation d'appareil de performances encore plus élevées (faisceau d'étendue plus importante, vitesse d'enregistrement et fiabilité plus grande) que sont construits au laboratoire de nouveaux spectromètres par transformation de Fourier... D'autre part, les progrès récents effectués en calcul numérique permettront l'enregistrement de spectres s'étendant sur quelques milliers de  $\text{cm}^{-1}$  avec notre résolution maximum.

La méthode n'a donc pas encore atteint les limites de ses possibilités ; nous pensons l'avoir engagée dans une voie où elle pourra apporter une contribution importante à la résolution des problèmes théoriques de spectroscopie moléculaire.

Je tiens à exprimer tout d'abord ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur P. JACQUINOT qui m'a accueilli dans son laboratoire, ainsi qu'à Monsieur le Professeur CHABBAL, Directeur de ce laboratoire.

Que Monsieur P. CONNES, Directeur de Recherche, trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance. C'est par ses précieux conseils et l'aide qu'il m'a apportée lors de la réalisation de l'appareil, que ce travail a pu être mené à bien.

Je remercie vivement Madame P. CONNES, Directrice du Centre de Calcul de l'Observatoire de Meudon pour sa collaboration et toutes les facilités qu'elle m'a accordées pour la partie Calcul.

J'exprime à Monsieur le Professeur KASTLER, mon parrain de Recherche au C.N.R.S., toute ma gratitude.

Mes remerciements vont également à :

Messieurs DEMI, PREVILLE, CALVIGNAC, ainsi qu'à tout le Personnel Technique du laboratoire pour leur collaboration à la réalisation de l'interféromètre.

Messieurs MICHEL, SEGUIN, DURAND, pour la réalisation de la partie électronique.

Madame TUALY, Monsieur DELQUIS, et tout le personnel du Centre de Calcul, pour leur participation au calcul des spectres.

R E F E R E N C E S

- (1) - P. JACQUINOT : Jap. J. Appl. Phys., 4, sup. I, 1965
- (2) - LOEWENSTEIN : Appl. Opt. , 5, 845, 1966
- (3) - FELLGETT : J. Phys. 28, colloque N<sup>o</sup>11, 165, 1967
- (4) - MICHELSON : Phil. Mag., 31, 256, 1891
- (5) - Lord RAYLEIGH : Phil. Mag., 34, 407, 1892
- (6) - RUBENS & WOOD : Phil. Mag., 21, 249, 1911
- (7) - FELLGETT P. : Thèse, Université de Cambridge, 1951
- (8) - P. JACQUINOT : 17ème Congrès du G.A.M.S. , 1954
- (9) - GEBBIE, SRONG, VANASSE : J. Opt. Soc. Amer., 46, 377, 1956
- (10) - GEBBIE : Phys; Rev., 107, 1194, 1957
- (11) - FELLGETT P. : J. Phys. Radium, 19, Colloque 1957
- (12) - MERTZ : J. Phys. Radium; 19, Colloque 1957
- (13) - J. CONNES & GUSH : J. Phys. Radium, 20, 915, 1959
- (14) - GEBBIE, STONE, WALSHAW : Nature, 187, 765, 1960
- (15) - J. CONNES : Rev. d'Optique, 40, 1961
- (16) - PARSHIN : Opt. Spect. 14, 156, 1963
- (17) - WILLIAMS : J. Opt. Soc. Amer. , 50, 1159, 1960
- (18) - DOWLING : J. Opt. Soc. Amer., 54, 663, 1964
- (19) - FILLER : J. Opt. Soc. Amer., 54, 762, 1964
- (20) - LUMB & AUGASSON : "Spectres Infrarouges des Astres" , Colloque International de Liège, 1963
- (21) - GEBBIE, ROLAND, DELBOUILLE : Nature, 191, 264
- (22) - GEBBIE, ROLAND, DELBOUILLE : Monthly Not. Royal Astr. Soc., 123  
497, 1962
- (23) - GEBBIE, ROLAND, DELBOUILLE : ASTR. J., 69, 5, 1964
- (24) - PINARD : Thèse de 3ème cycle, Paris 1963
- (25) - SINTON & BOYCE : Astr. J., 69, 558 A

REFERENCES (Suite)

- (26) - J. CONNES & P. CONNES : J. Opt. Soc. Amer., 56, 896, 1966
- (27) - RICHARD : J. Opt. Soc. Amer., 54, 1474
- (28) - YOSCHINAGA : Appl. Opt., 5, 1159
- (29) - MERTZ : Astr. J., 70, 548  
J. Phys. 28, Colloque II, 87, 1967
- (30) - J. CONNES, P. CONNES & J.P. MAILLARD: J. Phys. 28, Colloque II, 120, 1967
- (31) - J.P. MAILLARD : Thèse, Orsay 1967
- (32) - COOLFY & TURKEY : Mathematics of Computation, 19, 296, 1965
- (33) - CUISENIER : Thèse de 3ème cycle, Orsay
- (34) - R. CHABBAL : Thèse, Rev. Opt. 1958
- (35) - NARAKARI RAO, C.J. HUMPHREYS & D.H. RANK : "Waveleingth Standards in the Infrared" , Academic Press
- (36) - BARNETT, EDWARDS : J. Mol. Spectr. , 23, 302
- (37) - HUNT, ROBERTSON, PLYLER : Appl. Opt. 6, 1295, 1967
- (38) - GIRARD : J. Phys., 28, Colloque II, 172, 1967
- (39) - P. CONNES : Thèse, Rev. Opt., 38, 157, 1959
- (40) - J. VERGES : J. Phys., 28, Colloque II, 177, 1967
- (41) - M. MORILLON : J. Phys., 28, Colloque II, 181, 1967
- (42) - P. CONNES - J. Phys. Rad. , 19, 262, 1958
- (43) - D.A. JACKSON & DUONG HONG TUAN : Proc. Roy. Soc. (London) 280 A, 323, 1964
- (44) - MACK, Mc NUTT, ROESLER , CHABBAL : Appl. Opt., 2, 873
- (45) - ROESLER & MACK : J. Phys., 28, Colloque II, 313, 1967
- (46) - P. JACQUINOT & C. DUFOUR : J. Recherches, C.N.R.S., 2, 91, 1948
- (47) - B. ROIZEN-DOSSIER : Rev. Opt., 33, 57, 147, 267, 552 (1954)
- (48) - PINARD : J. Phys., 28, Colloque II, 136, 1967

REFERENCES (Fin)

- (49) - W.E. LAMB : Phys. Rev., 134, 1420, 1964
- (50) - K. SHIMODA & A. JAVAN : J. Appl. Phys., 36, 718, 1965
- (51) - K.D. MIELENZ & al : Science, 146, 1672, 1964
- (52) - C.M. SITTERLY : Trans. Intern Astron. Union, 12
- (53) - R. VETTER : C.R. Acad. Sc., 265 , 1415 , 1967
- (54) - S. LIBERMAN : C.R. Acad. Sc., 266 , 236 , 1968
- (55) - J. BLAISE, R. CHABBAL, P. JACQUINOT : J. Phys., 15, 749
- (56) - D.H. RANK & al. : J. Opt. Soc. Amer., 50, 1045, 1960
- (57) - DELOUIS : Thèse de 3ème cycle, Paris 1968
- (58) - HENRY & al. : Spectres d'absorption obtenus à l'aide d'un spectromètre à réseau (Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire, Paris. Non publié)

## T A B L E   D E S   M A T I E R E S

	<u>Pages</u>
I - INTRODUCTION.	
A) Historique de la méthode de spectroscopie par transformation de Fourier .....	1
B) Performances actuelles de la spectroscopie par transformation de Fourier .....	6
C) Performances et résultats obtenus avec les méthodes conventionnelles en spectroscopie à très haute résolution .....	7
D) Possibilités de la spectroscopie par transformation de Fourier à haute résolution .....	10
II - COMPARAISON DES DIFFERENTES METHODES DE SPECTROSCOPIE DU POINT DE VUE RAPPORT SIGNAL/BRUIT ET RESOLUTION.	
A) Méthode de comparaison . Facteur de qualité .....	12
B) Etude comparative des divers instruments de spectroscopie	
1/. Spectromètre à réseau .....	14
2/. Spectromètre Fabry-Perot .....	15
3/. Spectromètre SISAM .....	16
4/. Spectromètre à grille .....	17
5/. Spectromètre par transformation de Fourier .....	18
C) Conclusion et remarques .....	18



TABLE DES MATIERES (suite)

	<u>Pages</u>
III - ENREGISTREMENT D'UN SPECTRE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER	
A) Rappel du principe de l'enregistrement pas à pas d'un interférogramme .....	20
B) Le signal optique et sa détection .....	21
1/. Modulation d'amplitude .....	22
2/. Modulation interne .....	23
C) Echantillonnage .....	24
D) Le spectre . Fonction d'appareil .....	25
IV - INFLUENCE SUR LE SPECTRE CALCULE DES ERREURS COMMISES SUR LA MESURE DES ECHANTILLONS.	
A) Effets de l'échantillonnage sur le spectre de puissance de l'erreur .....	27
B) Différentes sources d'erreurs .....	28
C) Etudes des fluctuations dues au bruit de détecteur .....	
1/. Spectre de raie .....	31
2/. Spectre continu .....	32
D) Etude des erreurs dues aux fluctuations d'intensité de la source .....	33
1/. Modulation d'amplitude .....	33
2/. Modulation interne .....	34
E) Etude des erreurs de phase dues à l'interféromètre	36
F) Erreurs dues au système d'enregistrement .....	38
G) Conclusion .....	39

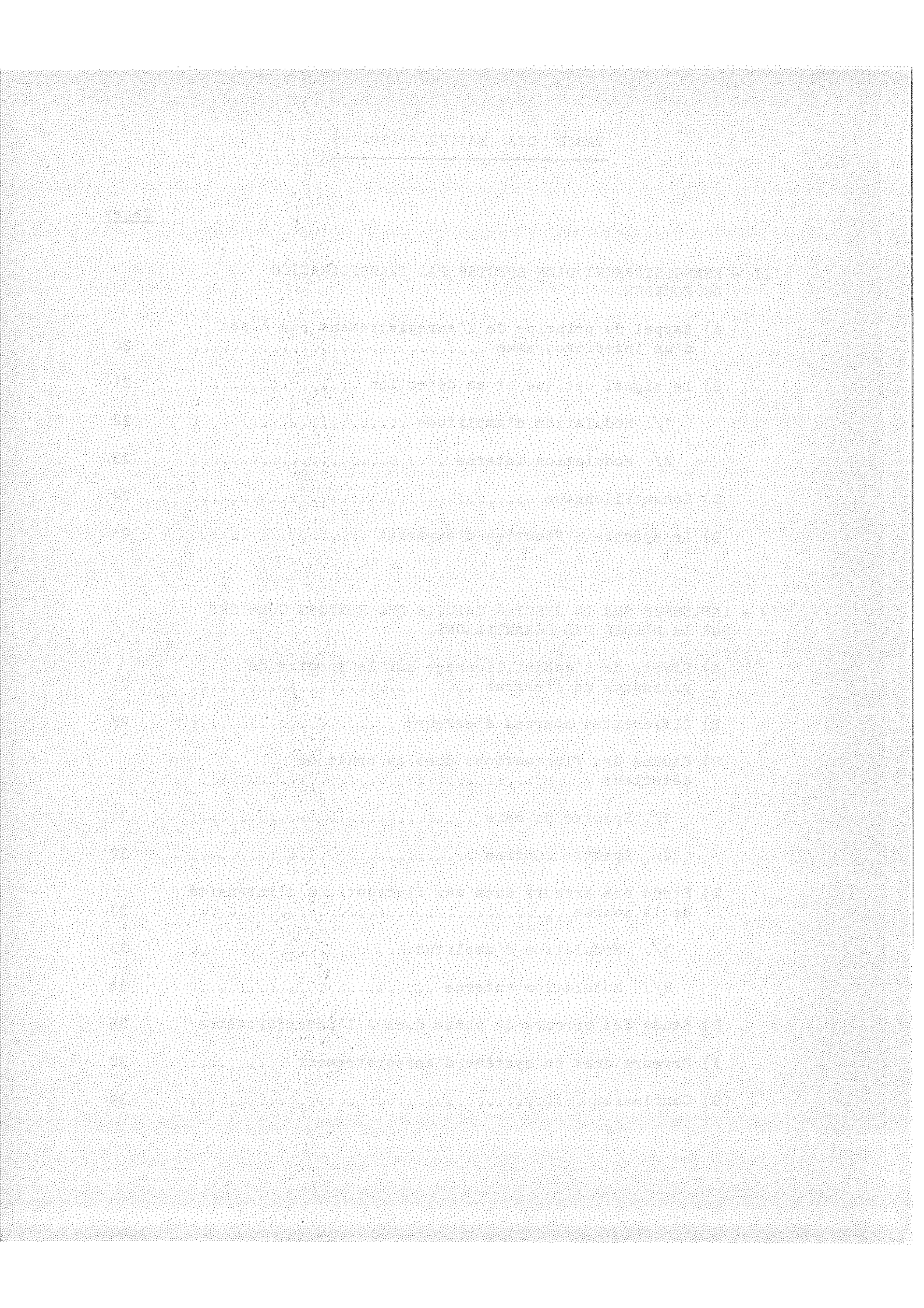


TABLE DES MATIERES (Suite)

	<u>Pages</u>
V - DESCRIPTION DE L'APPAREIL.	
A) Problèmes spécifiques de la T.F. à haute résolution	41
B) L'interféromètre .....	43
1/. Forme générale du système optique .....	43
2/. Le système de déplacement .....	45
3/. Le moteur .....	45
C) La source de référence .....	46
1/. Détermination du choix de la source de référence .....	46
2/. Le laser . Sa stabilisation .....	48
D) Avancement pas à pas .....	48
1/. Temps d'avancement .....	49
2/. Temps de stationnement .....	50
3/. Ensemble électronique .....	50
E) Le faisceau signal . Sa modulation . L'interférogramme	51
1/. Modulation interne .....	51
2/. Enregistrement des échantillons $I(x)$ .....	53
F) Positionnement du vernier échantillon de l'interfé- rogramme .....	54
G) Organes annexes	
1/. Le prémonochromateur .....	55
2/. Optique de conjugaison .....	57
VI - TESTS INSTRUMENTAUX ET REGLAGES.	
A) Asservissement et avancement pas à pas .....	59

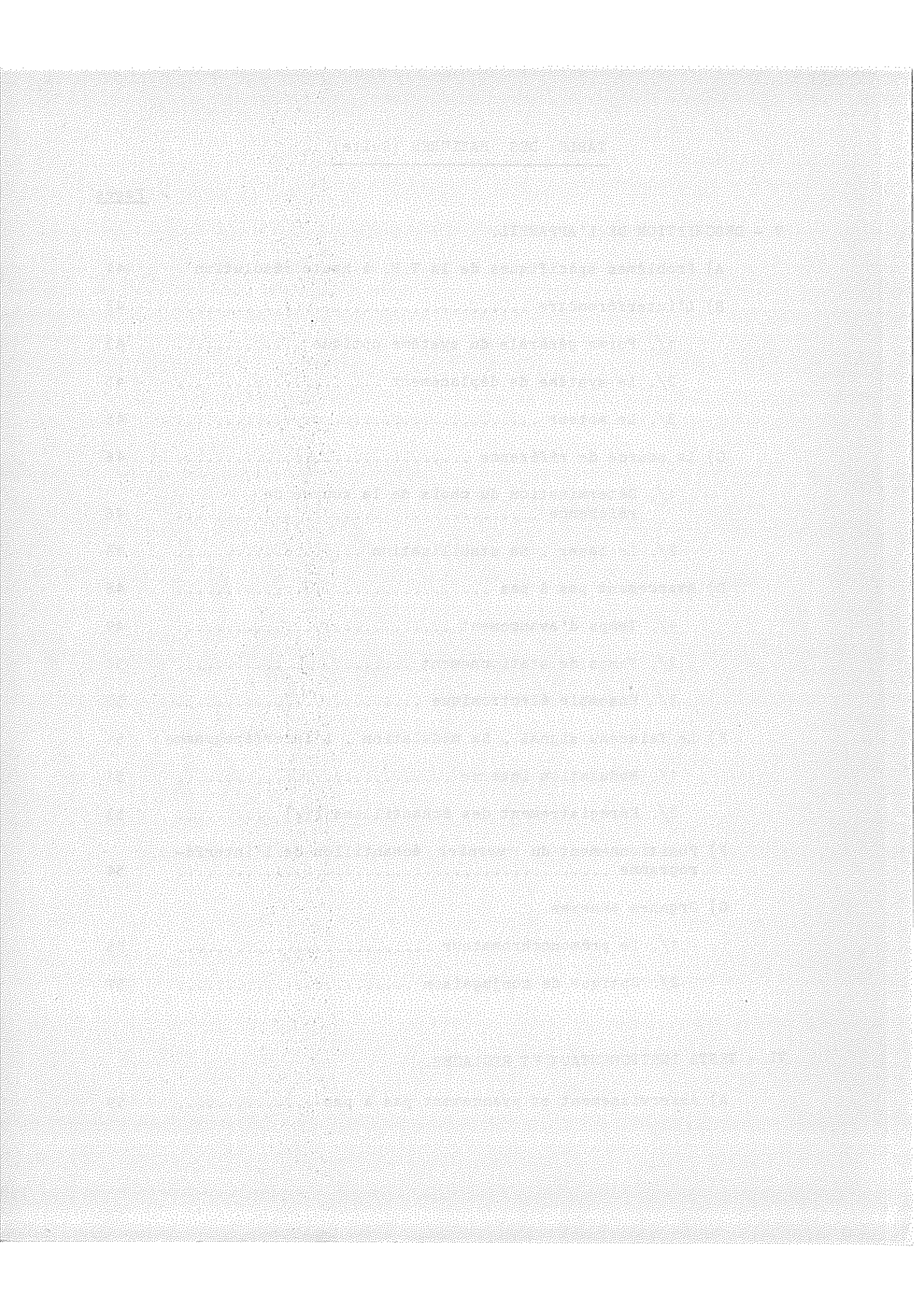


TABLE DES MATIERES (Fin)

	<u>Pages</u>
B) Stabilité de la source de référence laser .....	61
C) Précision obtenue sur le réglage du premier échantillon à la d.d.m. zéro .....	63
D) Centrage du diaphragme d'entrée .....	64
 VII - RESULTATS EXPERIMENTAUX	 69
A) Fonction d'appareil .....	71
B) Utilisation de la raie $2,850 \text{ cm}^{-1}$ du Xe comme raie de référence . Correction de dispersion de l'air ..	72
C) Spectres en emission .....	75
D) Spectres d'absorption .....	76
 VIII - CONCLUSION	 81

