

50376
1967
20
N° d'ordre

50376
1967
20

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur

par

Jean-Luc BAROIS



1^{re} THÈSE : Application de la spectrométrie par transformée de Fourier à la détermination de la permittivité complexe des liquides polaires en infra-rouge lointain. (10 cm^{-1} à 100 cm^{-1})

2^{me} THÈSE : Propositions données par la Faculté.



Soutenues le Octobre 1967, devant la COMMISSION D'EXAMEN

MM. R. GABILLARD,	Président
A. LEBRUN,	Examineur
J. SCHILTZ,	»
E. CONSTANT,	»

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. PRUVOST, LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, CAU, CHAPELON, CHAUDRON,
CORDONNIER, DE HEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY,
GERMAIN, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, LELONG,
MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL,
PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, WIEMANN,
ZAMANSKY, KAMPE DE FERIET.

DOYEN :

M. TILLIEU, Professeur de Physique

ASSESSEURS :

MM. DURCHON

Professeur de ZOOLOGIE

HEUDEL

Professeur de CHIMIE MINERALE

PROFESSEURS :

MM BACCHUS

ASTRONOMIE, CALCUL NUMERIQUE

BECART

PHYSIQUE

BERKER

MECANIQUE DES FLUIDES

BLOCH

PSYCHOPHYSIOLOGIE

BONNEMAN BEMIA

CHIMIE ET PHYSICO-CHIMIE INDUST.

MM. BONTE	GEOLOGIE APPLIQUEE
BJUGHON	MATHEMATIQUES
BOUISSET	PHYSIOLOGIE ANIMALE
BOURIQUET	BOTANIQUE
CELET	GEOLOGIE
CORSIN	PALBOBOTANIQUE
DECUYPER	MATHEMATIQUES
DEDEKER	PROFESSEUR ASSOCIE DE MATHEMATIQUES
DEFRETIN	BIOLOGIE MARINE
DEHORS	PHYSIQUE INDUSTRIELLE
DELATTRE	GEOLOGIE
DELEAU	GEOLOGIE
DELHAYE	CHIMIE MINERALE
DESCOMBES	CALCUL DIFFERENTIEL & INTEGRAL
FOURET	PHYSIQUE
GABILLARD	RADIOELECTRICITE & ELECTRONIQUE
GLA CET	CHIMIE
GONTIER	MECANIQUE DES FLUIDES
HEIM DE BALZAC	ZOOLOGIE
HOCQUETTE	BOTANIQUE GENERALE & APPLIQUEE
LEBEGUE	BOTANIQUE
Mme LEBEGUE	PHYSIQUE
MM. LEBRUN	RADIOELECTRICITE & ELECTRONIQUE
Mlle LENOBLE	PHYSIQUE
MM. LIEBAERT	RADIOELECTRICITE
LINDER	BOTANIQUE
LUCQUIN	CHIMIE MINERALE
MARION	CHIMIE
Mlle MARQUET	MATHEMATIQUES
MM. MARTINOT-LAGARDE	MECANIQUE DES FLUIDES
MENESSIER	GEOLOGIE
MONTARIOL	CHIMIE MINERALE APPLIQUEE
MONTREUIL	CHIMIE BIOLOGIQUE
MORIAMEZ	PHYSIQUE
PARREAU	MATHEMATIQUES

.../...

MM. PEREZ	PHYSIQUE EXPERIMENTALE
PHAM MAU QUAN	MECANIQUE RATIONNELLE & EXP.
POUZET	CALCUL NUMERIQUE
PROUVOST	GEOLOGIE
SAVARD	CHIMI GENERALE
SCHALLER	ZOOLOGIE
SCHILTZ	PHYSIQUE
Mme SCHWARTZ	ANALYSE SUPERIEURE
MM. TRIDOT	CHIMIE
VIVIER	BIOLOGIE ANIMALE
WATERLOT	GEOLOGIE ET MINIRALOGIE
WERTHEIMER	PHYSIQUE

MAITRES DE CONFERENCES

MM. ATTEIA	MATHEMATIQUES
BEAUFILS	CHIMIE GENERALE
BELLET	PHYSIQUE
BLANCHARD	CHIMIE ORGANIQUE
BOILLET	PHYSIQUE
BUI TRONG LIEU	MATHEMATIQUES
CHASTRETTE	CHIMIE GENERALE AMIENS
CHERRUAULT	MATHEMATIQUES
COMBET	MATHEMATIQUES
CONSTANT	RADIOELECTRICITE ET ELECTRONIQUE
DERCOURT	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
DEVRAINNE	CHIMIE MINERALE
Mme DRAN	CHIMIE APPLIQUEE
MM. GOURMAND	CHIMIE PHYSIQUE
GUILLAUME	BOTANIQUE
HENRY	PHYSIQUE AMIENS
HERZ	CALCUL NUMERIQUE
HUARD DE LA MARRE	CALCUL NUMERIQUE

MM. JOLY	ZOOLOGIE AMIENS
LACOSTE	BOTANIQUE
LAMBERT	PHYSIQUE SAINT QUENTIN
MAES	PHYSIQUE
METTETAL	ZOOLOGIE AMIENS
MDUVIER	CHIMIE SAINT QUENTIN
NGUYEN PHONG CHAU	MATHEMATIQUES SAINT QUENTIN
PANET	ELECTROMECHANIQUE
PARSY	MATHEMATIQUES AMIENS
RAUZY	MATHEMATIQUES
SAADA	PHYSIQUE
SEGARD	CHIMIE BIOLOGIQUE
TUDO	CHIMIE AMIENS
VAILLANT	MATHEMATIQUES
WAZART	BOTANIQUE AMIENS
VIDAL	PHYSIQUE INDUSTRIELLE

SECRETAIRE GENERAL, ATTACHE PRINCIPAL :

M. LEGROS

-:-:-:-:-:-

Ce travail a été effectué au laboratoire de Radio-électricité et Electronique de la FAULTE des SCIENCES de LILLE.

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur GABILLARD d'avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

Je dois beaucoup à Monsieur le Professeur CONSTANT qui n'a cessé de me conseiller et de me guider dans les différentes phases de mon travail. Ces quelques lignes traduisent imparfaitement les sentiments de gratitude que j'éprouve envers ce maître pour la formation qu'il m'a donnée.

Monsieur le Professeur LEBRUN et Monsieur le Pr. SCHILTZ ont suivi mon travail avec intérêt et m'ont fait l'honneur de faire partie de mon jury, je leur en suis reconnaissant.

J'ai tiré profit des réalisations techniques antérieures de Monsieur LEROY, j'ai eu avec lui de longues et fructueuses discussions, pour tous ces apports, je le remercie.

Pendant la préparation de cette thèse j'ai bénéficié du concours des membres de l'équipe de spectrométrie des liquides et pour les réalisations techniques de l'aide efficace de Messieurs JENNEQUIN et MICHON. A tous j'exprime ma reconnaissance.

A MA MERE

A MA FEMME

A MON FILS

S O M M A I R E

INTRODUCTION

C H A P I T R E I

DESCRIPTION DE L'APPAREIL

I. 1. Principe élémentaire

I. 2. Description

I. 2. 1. Source

I. 2. 2. Interféromètre

I. 2. 3. Détection

I. 3. Justification du montage

C H A P I T R E I I

ETUDE DE L'INTERFEROMETRE A VIDE

II. 1 Obtention des équations de l'interférogramme

II. 2 Vérification

II. 2. 1. Symétrie

II. 2. 2. Amplitude maximum

1. Vérification $P_{Max}(0) = 2 P(\infty)$

2. Causes et conséquences des écarts constatés

II. 3. Détermination des grandeurs caractéristiques des massifs d'émission

II. 3. 1. Massif rectangulaire

II. 3. 2. Massif Gaussien

II. 3. 3. Massif composé de deux courbes de Gauss

II. 4. Reconstitution du spectre d'émission à partir de l'interférogramme

II. 4. 1. Fonction d'appareil théorique

II. 4. 2. Fonction d'appareil réel

II. 4. 3. Méthode de calcul. Programme. Vérification

II. 4. 4. Résultats

C H A P I T R E I I I

METHODE GENERALE DE DETERMINATION DE ε^*

III. 1. Principe

III. 2. Détermination de $\alpha(\sigma)$

III. 3. Détermination de $n(\sigma)$

III. 4. Programme de calcul

III. 5. Vérification théorique et expérimentale

C H A P I T R E I V

METHODE SIMPLIFIEE

IV. 1. Principe

IV. 2. Obtention de massifs de faibles largeurs

IV. 3. Limites de validité de la méthode

IV. 3. 1. Variation d'indice

IV. 3. 2. Variation de α

IV. 4. Mode opératoire

IV. 4. 1. Détermination de n

a) mode opératoire

b) causes d'erreurs

c) précision

IV. 4. 2. Détermination de α

a) 1ère méthode

b) 2ème méthode

c) Précision

C H A P I T R E V

VERIFICATION - RESULTATS

V. 1. Vérification

V. 1. 1. Paramètre α

V. 1. 2. Paramètre n

V. 2. Résultats

CONCLUSION

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

La détermination de la permittivité complexe de liquide polaire dans une large gamme de fréquences s'étendant du continu aux ondes millimétriques a permis l'élaboration des nombreuses théories de la relaxation.

Cependant, des mesures préliminaires en infrarouge lointain ont fait apparaître des écarts considérables entre les données expérimentales et les théories généralement admises.

Les travaux effectués au Laboratoire de spectrométrie des liquides de la FACULTE DES SCIENCES DE LILLE ont confirmé ces résultats et permis de préciser et d'expliquer dans certains cas la nature des phénomènes physiques mis en jeu (14) (15) (16).

Le spectromètre infrarouge utilisé est un appareil commercial (CAMECA X I 36). Il permet la détermination du coefficient d'absorption dans la gamme $50\mu - 600\mu$ (500 GHz - 6 000 GHz). Cependant, cet appareil ne fournit qu'une seule information, la mesure de la partie réelle de l'indice complexe ne peut être déterminée.

L'appareil qui fait l'objet de ce travail permet de combler cette lacune.

La mesure de la partie réelle de l'indice s'effectue déjà au Laboratoire, aux longueurs d'ondes millimétriques par une méthode interférométrique, dont la source est . , suivant la fré-

quence, soit un klystron, un carcinotron (30), ou une diode en avalanche (18). Il est évidemment possible d'envisager d'étendre cette méthode au delà de 1 mm, mais le prix des sources monochromatiques dans cette gamme de fréquence croît de façon exponentielle avec la fréquence d'émission, déjà à 300 GHz, le carcinotron coute 100 000 F. (25).

C'est pourquoi nous avons essayé de réaliser un appareillage utilisant une source infrarouge non monochromatique (lampe à vapeur de mercure d'un prix plus abordable). Ce banc de mesure étant appelé à être utilisé par différents expérimentateurs, il devra donc être peu fragile et d'un emploi très simple, dans la mesure du possible.

Dans la première partie de notre travail, nous décrivons l'appareil et nous justifions le choix des divers composants.

La seconde partie est consacrée à l'étude de l'appareil à vide, c'est à dire fonctionnant en spectromètre. Nous étudions la méthode d'analyse des résultats bruts et toutes les grandeurs qui lui sont associées. Nous présentons les résultats obtenus.

Nous donnons dans la troisième partie une méthode générale de détermination de la permittivité complexe permettant d'obtenir ϵ^* en fonction du nombre d'onde, cette méthode, ainsi que l'analyse des résultats, nécessite l'emploi d'un ordinateur.

Dans la quatrième partie nous décrivons une méthode simplifiée de détermination de ϵ^* . Nous étudions ses limites d'applications.

Enfin dans la dernière partie nous présentons l'ensemble des résultats obtenus à l'aide de cette nouvelle technique expérimentale.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DE L'APPAREIL

C H A P I T R E I

DESCRIPTION DE L'APPAREIL

INTRODUCTION

Une étude préliminaire des liquides polaires en infrarouge lointain effectuée au laboratoire à l'aide du spectromètre "CAMECA" montre que leurs spectres d'absorption sont en général continus et, lorsqu'ils présentent des raies, celles-ci sont très larges.

Par conséquent nous n'aurons pas besoin dans ce cas particulier d'un pouvoir de résolution élevé. Par ailleurs les détecteurs (21) (39) (6) dont on dispose dans cette gamme de fréquence, sont relativement peu sensibles et surtout les sources de rayonnement sont de faibles intensités ce qui exclu un appareil d'optique classique. Or, il y a quelques années est apparue une nouvelle technique : la spectroscopie par transformée de Fourier (12) (29).

Elle consiste à "éclairer" un interféromètre à deux ondes par la source à étudier de brillance spectrale $B(\sigma)$ (σ nb d'onde). Si on fait varier la différence de marche Δ de l'interféromètre, le détecteur supposé quadratique fournit un signal $I(\Delta)$ proportionnel à $\int_{\sigma_n}^{\sigma_m} B(\sigma) (1 + \cos 2\pi\sigma\Delta) d\sigma$. On démontre que la transformée de Fourier en cosinus du 2ème terme est proportionnelle au spectre étudié. La transformée de Fourier s'effectue sur ordinateur. Cette méthode ne peut pas être utilisée directement pour déterminer la permittivité complexe des liquides, nous y apporterons quelques modifications, sans pour cela en perdre les avantages fondamentaux. A savoir :

- a) Le détecteur reçoit en même temps tous les éléments spectraux.
- b) A résolution égale, la largeur de fente peut être supérieure à celle des appareils à éléments dispersifs.

Il ne reste plus qu'à choisir parmi les interféromètres à deux ondes existants, le mieux adapté à cette méthode et à l'étude des liquides. Nous avons choisi l'interféromètre de Michelson car d'une part, c'est la plus lumineux ^{(29) (34)} et d'autre part, il est beaucoup plus facile à réaliser que l'interféromètre de Boltzmann ⁽²⁹⁾ ou de Strong et Vanasse ⁽³⁸⁾.

Enfin le laboratoire possède déjà plusieurs bancs de mesure utilisant des interféromètres de Michelson, nous avons pu ainsi bénéficier de l'expérience déjà acquise dans ce domaine ⁽³⁰⁾.

I.1. PRINCIPE ELEMENTAIRE DE L'APPAREIL

L'appareil que nous avons réalisé permet la mesure de la permittivité complexe $\epsilon^* = \epsilon' - j \epsilon''$ des liquides polaires pour des fréquences variant de 300 à 3 000 GHz. La détermination de cette permittivité complexe se réduit à la mesure du coefficient d'absorption α (Neper/cm) du liquide et à celle de la partie réelle de l'indice n .

En effet :

$$\epsilon'(\sigma) = n^2 - \frac{\alpha^2}{4\pi\sigma^2}$$

$$\epsilon''(\sigma) = \frac{2n\alpha}{2\pi\sigma}$$

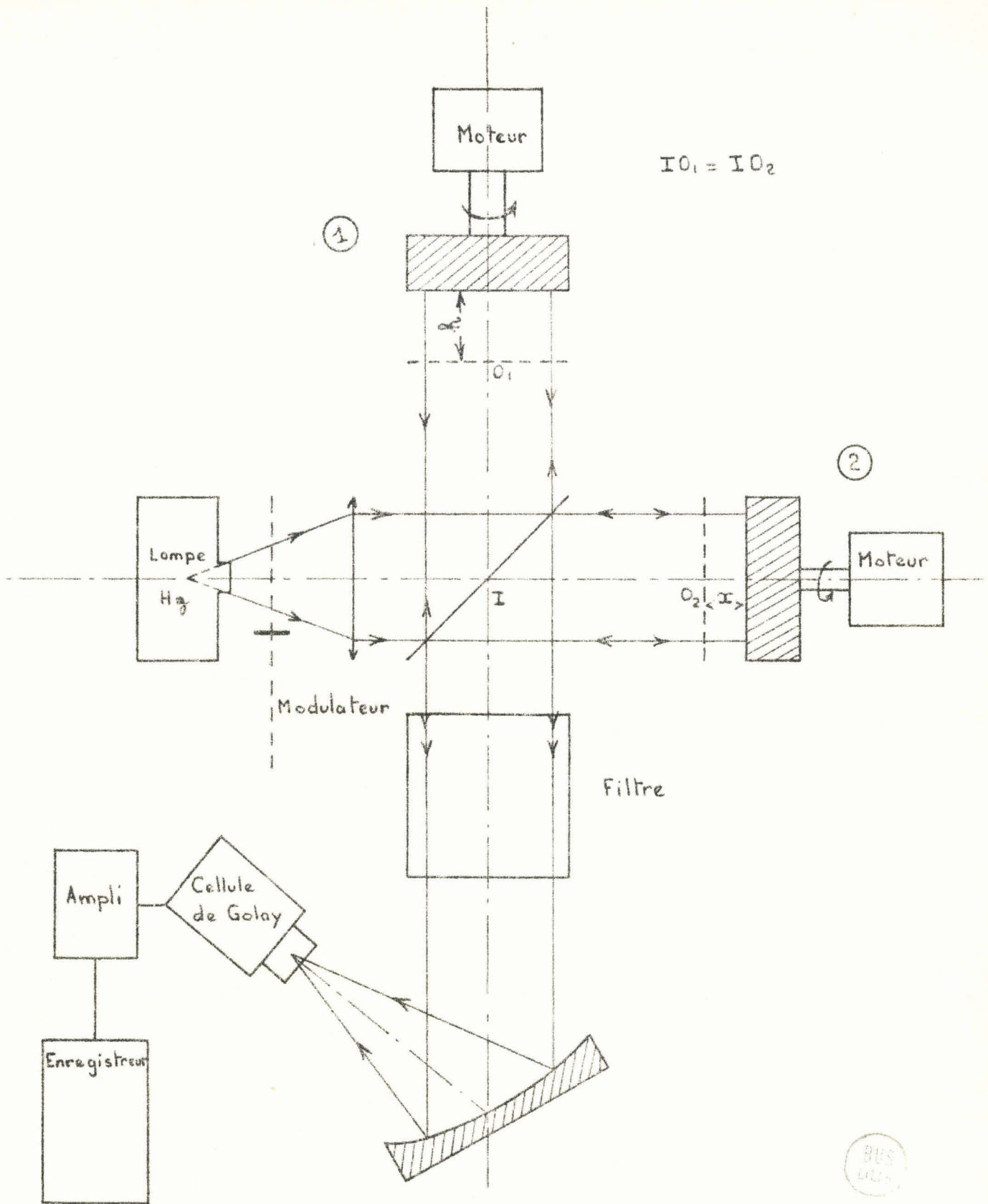


Fig 1

BUS
611

L'appareil (fig. 1) se compose d'une source non monochromatique qui, une fois filtrée, possède un massif d'émission couvrant la gamme 300, 3 000 GHz, d'un interféromètre de Michelson et d'un système de détection large bande.

L'interféromètre est muni de deux miroirs 1 et 2 pouvant être animés d'un mouvement de translation uniforme. La position de ces miroirs est repérée respectivement par h et x . La cellule de mesure est fermée par le miroir 1, elle contient une hauteur h de liquide caractérisé par son indice $n(\sigma)$ et son coefficient d'absorption $\alpha(\sigma)$.

D'une manière générale nous enregistrons l'énergie $P(x)$ reçue par le détecteur en fonction de l'abscisse x du miroir 2 pour une hauteur h de liquide donnée ($\alpha(\sigma)$ $n(\sigma)$). C'est l'étude des variations de $P(x)$ en fonction de la hauteur h de liquide qui permet la détermination de $\alpha(\sigma)$ et $n(\sigma)$.

I.2. DESCRIPTION DE L'APPAREIL

L'appareil étant appelé à fonctionner entre 300 et 3 000 GHz sa réalisation tient à la fois des techniques optiques et hyperfréquences. Le banc de mesure peut être décomposé en trois parties : la source, l'interféromètre, l'ensemble de détection.

I.2.1. Source

La source utilisée est une lampe à vapeur de mercure haute pression fabriquée par Philips (HPK 125). L'énergie lumineuse est obtenue par décharge électrique entre deux électrodes sous une pression d'environ 4 Kg/cm², de vapeur de mercure. L'enveloppe ayant à subir des pressions et des températures importantes, est en quartz. Bien que la lampe soit alimentée par une tension régulée (220 V)

on constate encore après une demi heure de fonctionnement, des fluctuations importantes de l'énergie émise (5 à 10 %). Celles-ci sont dues à des variations de température de l'enveloppe de quartz. En effet, l'enveloppe de quartz chauffée, émet également un rayonnement infrarouge. On peut aisément déterminer l'importance des radiations qu'elle émet par rapport à l'émission totale. Il suffit pour cela de couper l'alimentation de la lampe. On constate alors que la puissance reçue par le détecteur décroît d'abord brusquement puis, beaucoup plus lentement de la même manière que la température de l'enveloppe. L'énergie émise par l'enveloppe représente environ 40 % de l'énergie totale. La longueur d'onde moyenne du spectre d'émission de l'enveloppe à la température de fonctionnement normal est environ 300μ . Tout ceci souligne l'importance de la stabilisation thermique de l'enveloppe ⁽³⁵⁾. A cette fin nous avons placé la lampe dans un cylindre de laiton fermé à ses deux extrémités et muni d'une fenêtre (fig. 2). L'ensemble étant refroidi par une circulation d'eau à 10° environ. Les fluctuations de puissance sont alors inférieures à 1 %.

La lampe ainsi utilisée possède un spectre d'émission très vaste qui s'étend de l'ultra violet jusqu'à 1 mm. L'énergie émise dans le domaine visible est environ 10 000 fois supérieure à celle émise dans l'infrarouge lointain. On peut éliminer toutes les radiations correspondant à des longueurs d'ondes inférieures à 50μ à l'aide de filtre approprié : par exemple une feuille de polythène noir ⁽³⁴⁾. L'énergie alors disponible est de l'ordre d'une dizaine de micro Watts.

I.2.2. L'interféromètre

La quantité d'énergie disponible étant très faible nous avons été obligés d'utiliser une optique très lumineuse et très simplifiée. Nous avons essayé dans la mesure du possible de réaliser

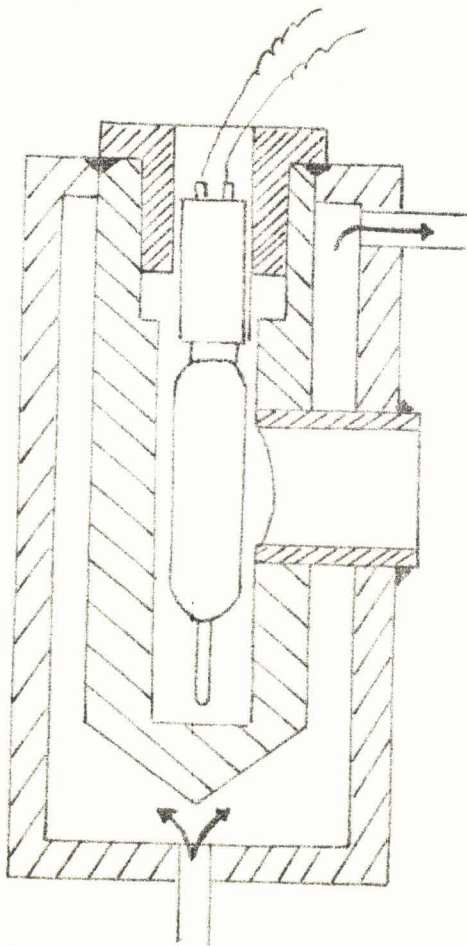
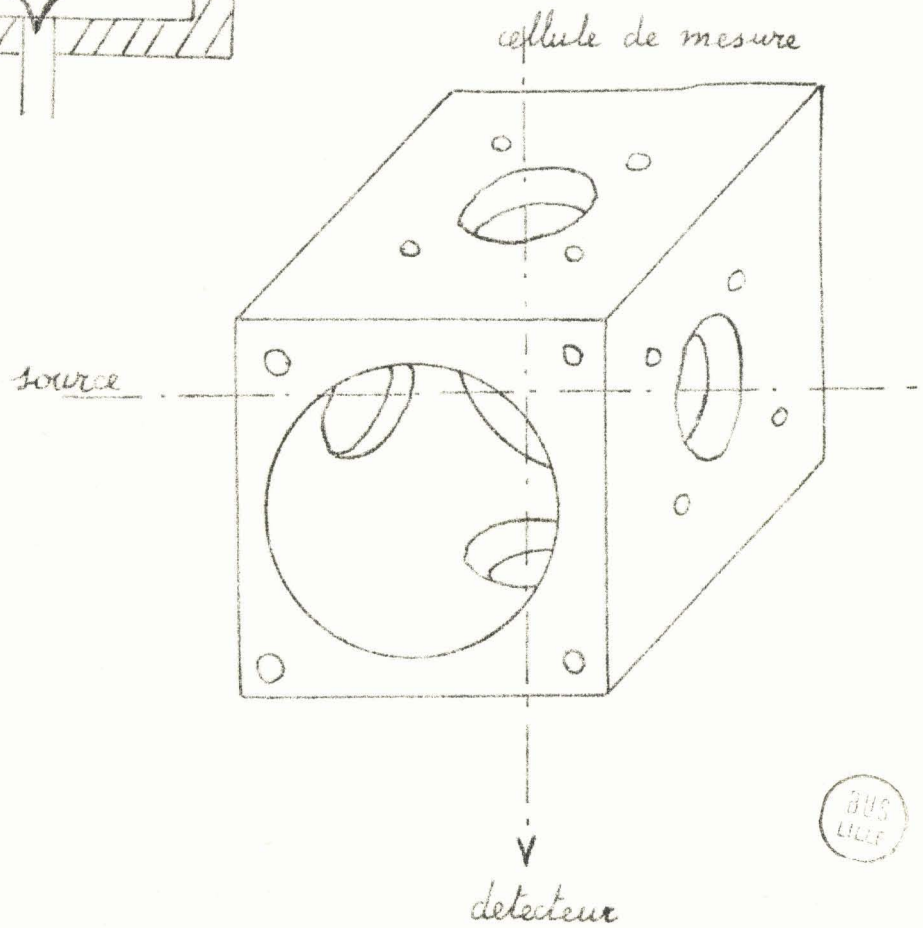


Fig 2



Coupleur

Fig 3

BUS LILLE

un montage rigide nécessitant un minimum de réglages.

Dans ce but les bras source et détecteur, et les deux miroirs 1 et 2 sont liés mécaniquement à une même pièce : le coupleur. Celui-ci est en même temps le support de la séparatrice.

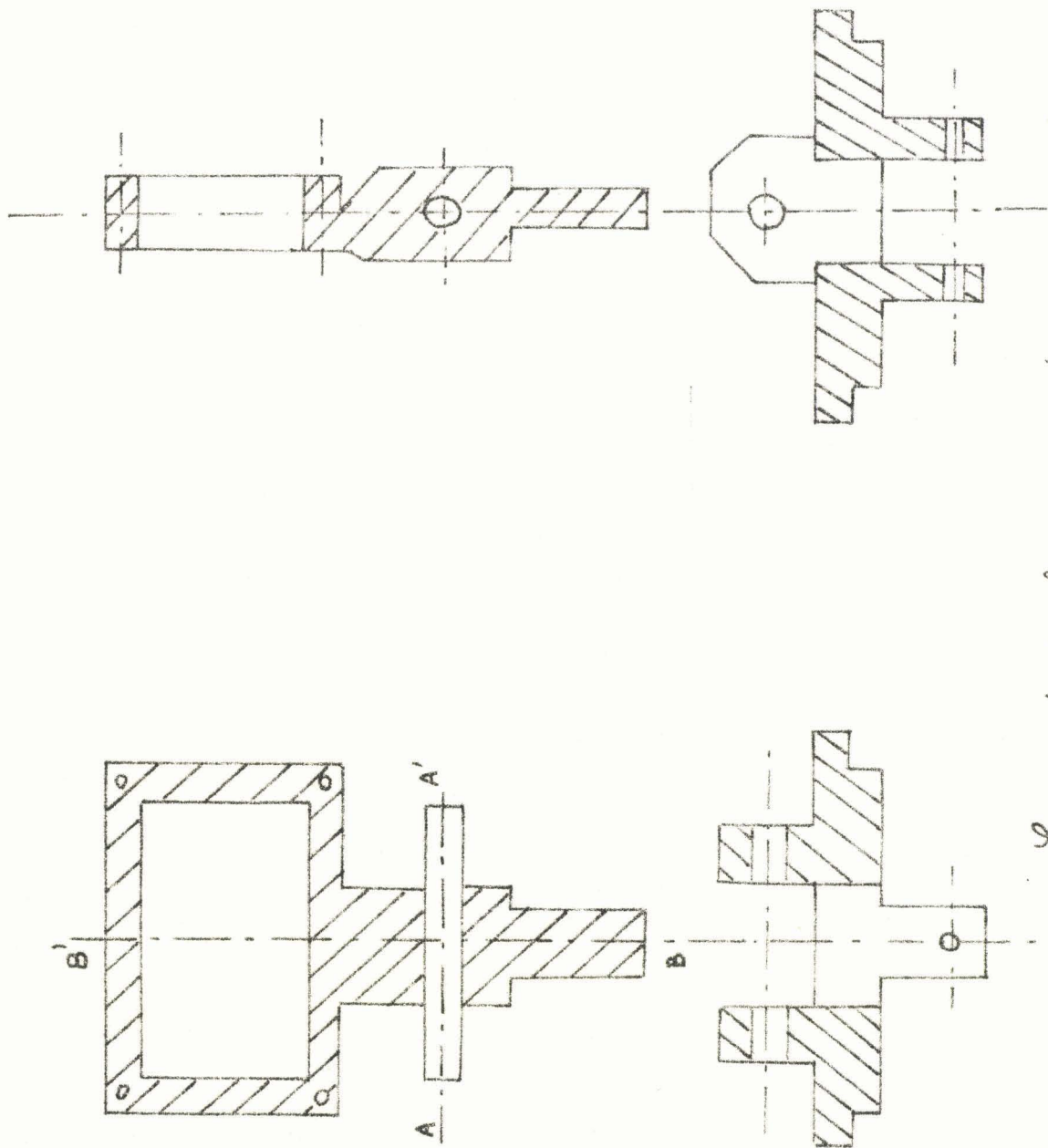
Nous avons utilisé dans la fabrication de l'interféromètre des guides cylindriques de diamètre 25 mm qui jouent à la fois le rôle d'écran en isolant le faisceau utile de l'extérieur et celui de glissières pour les deux miroirs M_1 et M_2 .

a) Le coupleur (fig. 3) est constitué d'un cube évidé percé de part en part de deux trous de diamètre 25 mm, d'axes perpendiculaires passant par le centre des faces.

Sur chacune de ces quatre faces viennent se fixer les quatre bras de l'interféromètre ; ainsi, l'orthogonalité des divers éléments sera réalisée directement sans réglage. Le coupleur est réalisé en laiton, l'intérieur est recouvert de papier noir fortement absorbant et peu réfléchissant qui permet d'éliminer les résonances. A l'intérieur du coupleur vient se loger le support de la séparatrice (fig. 4). Il est constitué d'un cadre rectangulaire pouvant tourner suivant deux axes perpendiculaires (AA' BB'). Le montage permet de régler avec précision l'orientation de la lame. La séparatrice est ici une lame mince à coefficient de réflexion élevé.

Nous montrerons à la fin de ce chapitre que ce système est équivalent à l'ensemble classique lame semi métallisée et compensatrice utilisée en optique.

Sur la face inférieure du coupleur vient se fixer le bras de détection.



Support de la separatrice

Fig 4

b) Bras de détection

Il est constitué par une portion de guide cylindrique qui servira de support aux divers filtres utilisés par la suite. Dans l'axe de ce guide vient se placer un miroir sphérique, aluminisé, de distance focale 75 mm, qui focalise les rayons sortant de l'interféromètre sur la fenêtre du détecteur. Celle-ci est circulaire, son diamètre est de 3 mm. La position relative de ces divers éléments est telle qu'un rayon faisant un angle $\xi > \xi_0 = 0,02$ radiant avec l'axe du bras détecteur ne parvient pas sur la fenêtre de la cellule de Golay (fig. 5). Ainsi, quelle que soit la nature du faisceau incident, seuls, seront vu par le détecteur, les rayons faisant un angle inférieur à ξ_0 avec l'axe de l'interféromètre.

c) Le bras source :

Le bras source doit envoyer sur l'interféromètre le maximum d'énergie sous la forme d'un faisceau de rayons parallèles. D'une manière générale, on obtient un faisceau de rayons parallèles en plaçant la source au foyer d'un miroir ou d'une lentille. Nous devons d'abord remarquer que la dimension de la source (15 mm) est comparable à celles des guides constituant l'interféromètre (25 mm). La dimension de la source nous a obligé à utiliser des focales très grandes. L'énergie alors disponible sur le détecteur est faible et rend les mesures très délicates. En effet, on n'utilise qu'une faible partie du rayonnement émis, et le trajet dans l'air étant très important l'absorption de la vapeur d'eau devient prohibitive. Nous avons alors essayé de diaphragmer fortement la source afin de pouvoir utiliser des focales plus courtes. L'énergie recueillie par le détecteur est encore, trop faible. Ceci nous a conduit à supprimer le système de focalisation de la source. De toute

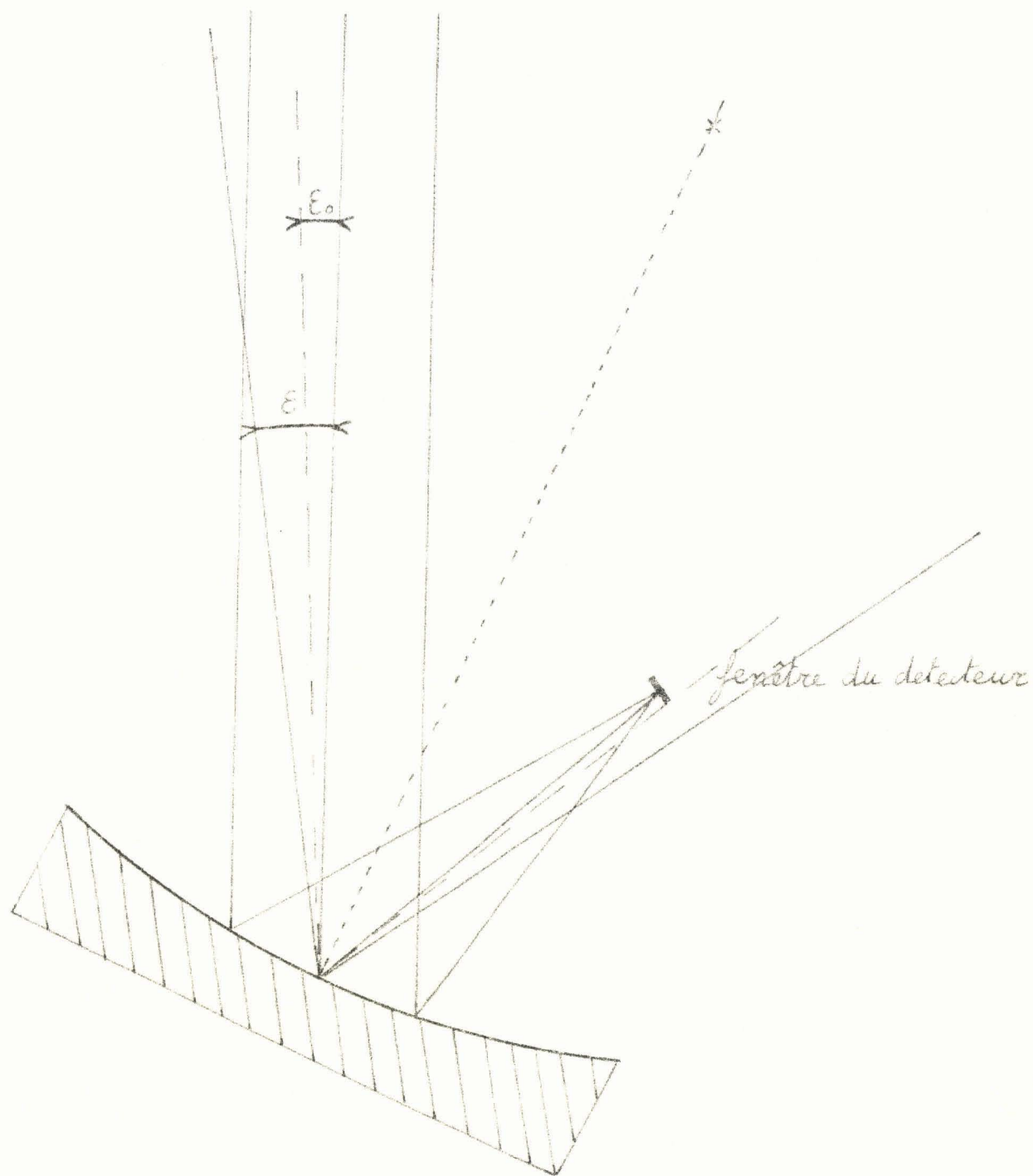


Fig 5



façon seuls seront reçus par le détecteur, les rayons faisant un angle inférieur à ε_0 avec l'axe du détecteur.

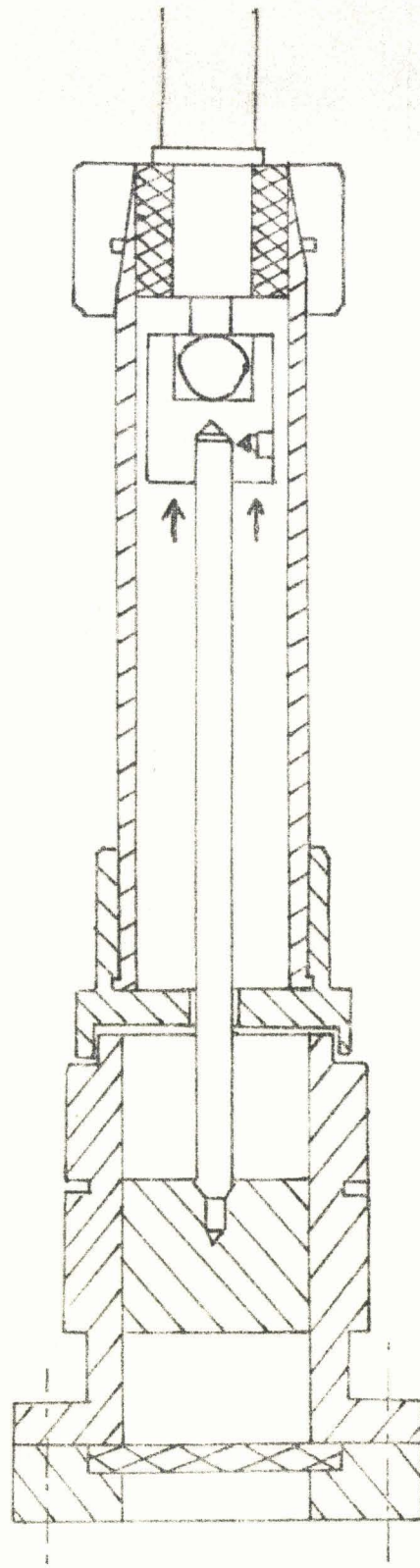
Nous avons constaté par ailleurs, que le dispositif finalement adopté et celui utilisant une lentille donnaient le même interférogramme.

Nous montrerons dans la fin du chapitre que le fait d'utiliser un faisceau d'étendue non nulle, n'est pas gênant dans la mesure où l'on travaille à des longueurs d'onde supérieures à 50μ .

Dans ces conditions le bras source se réduit alors à une portion de guide cylindrique prolongé par un raccord conique jouant le rôle de diffuseur de lumière. La source est ainsi placée à 20 cm de la séparatrice.

d) Cellule de mesure :

Sur la face supérieure du coupleur vient se fixer la cellule de mesure (fig. 6) elle est constituée par un guide cylindrique dans laquelle glisse un piston de court circuit (ou miroir). La face inférieure du miroir doit être parfaitement polie et perpendiculaire à l'axe du cylindre dans lequel le piston est taillé. La partie inférieure du guide cylindrique est fermée par un disque de téflon d'épaisseur 2 mm. Nous avons choisi le téflon car, d'une part il n'est pas attaqué par les produits étudiés, d'autre part, il est relativement transparent dans toute la région du spectre exploré et enfin, son indice est voisin de celui des liquides polaires étudiés, ce qui rend souvent négligeable le coefficient de réflexion du dioptre téflon liquide. La hauteur du liquide est déterminée par la distance entre le téflon ^{et la} face inférieure du piston.



cellule de mesure

Fig 6



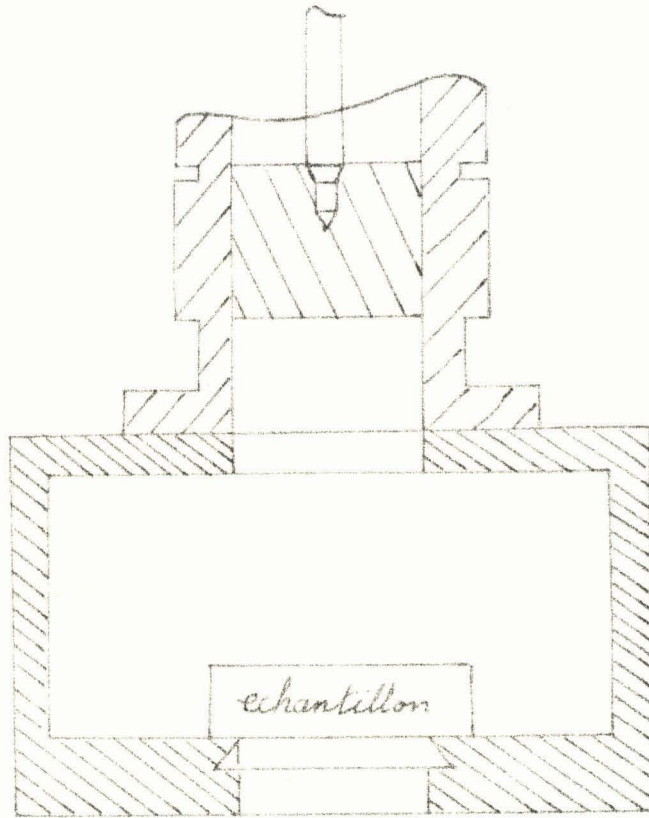


Fig 7

Cellule de mesure pour echantillon solide.



Celui-ci reste lié à une tête micrométrique qui en assure le déplacement et permet de déterminer sa position à 3μ près. La cellule de mesure est munie d'un serpentin ce qui permet d'effectuer des mesures à des températures variant de 70° à -30° C. Nous avons réalisé avec l'aide de M. CHAPOTON dans le cadre de l'étude des diélectriques hétérogènes une cellule de mesure pour échantillon solide (fig. 7)

e) Cellule de référence :

La cellule de référence identique à la cellule de mesure est équipée d'une tête micrométrique et donne la position du piston à 1μ près. La tête micrométrique de cette cellule peut être entraînée par un moteur synchrone 1 T/6 mm ce qui correspond à une vitesse de translation du piston de 5 mm/heure.

Nous devons remarquer que la plus grande partie des pièces constituant l'interféromètre sont de révolution donc relativement faciles à exécuter même avec précision. De plus les cellules de mesure de cet appareil peuvent également être utilisées sur les bancs de mesure 4, 2 et 1 mm. Ceci est extrêmement intéressant lorsque la quantité de produit à étudier est faible.

Enfin la mise au point de l'appareil est relativement simple car le seul réglage à effectuer est celui de la séparatrice.

I.2.3. L'ensemble de détection

Le détecteur est une cellule de Golay. L'intérêt de ce détecteur est sa très large bande passante qui n'est limitée que par la transmission de la fenêtre d'entrée. Pour un détecteur de Golay

muni d'une fenêtre de quartz. La sensibilité est pratiquement uniforme de 3 mm à 40μ , et conserve une valeur appréciable même aux fréquences optiques. Ce détecteur convient donc parfaitement à notre appareil puisque nous étudions le spectre de 100μ à 1 mm. La très large bande passante du détecteur est aussi un inconvénient car des radiations de longueurs d'onde très différentes (visible par exemple) reçues par celui, sont amplifiées au même titre que les radiations qui nous intéressent ($100\mu < \lambda < 1\text{ mm}$). Ceci rend obligatoire l'utilisation d'un système sélectif qui n'amplifie que les radiations désirées, c'est à dire, uniquement celles provenant de la source. Le dispositif est classique : il suffit de moduler la source et d'utiliser pour la détection un amplificateur démodulateur synchrone. Nous avons placé le modulateur le plus près possible de la source afin d'éviter les rayonnements parasites, notamment les rayonnements thermiques engendrés par les filtres absorbants. Tous les filtres utilisés par la suite devront donc être placés après le modulateur. La tension continue fournie par l'amplificateur est appliquée aux bornes d'un enregistreur (X, T).

La constante de temps minimum de l'ensemble de détection est de l'ordre de 3s. Ceci nous a obligé à utiliser, pour l'entraînement des miroirs, un moteur synchrone très lent (1 Tour/6 mm) ce qui correspond à une vitesse de translation du piston de 5 mm/Heure.

La durée moyenne des enregistrements est dans ces conditions d'environ une demi-heure.

1.3. JUSTIFICATION DU MONTAGE

L'interféromètre de Michelson classique utilise une lame semi métallisée associée à une compensatrice. On pourrait envisager d'utiliser ce système en infrarouge lointain, mais la réalisation pratique des lames semi-métallisées dans cette gamme de fréquence est très délicate (36) (19) (26).

C'est pourquoi nous avons adopté un dispositif plus simple à mettre en oeuvre, à savoir une lame à faces parallèles à fort coefficient de réflexion. Dans un premier paragraphe, nous montrons que ce dispositif est équivalent au système lame semi métallisée - compensatrice ; dans le deuxième paragraphe nous indiquons les critères qui permettent de choisir la lame.

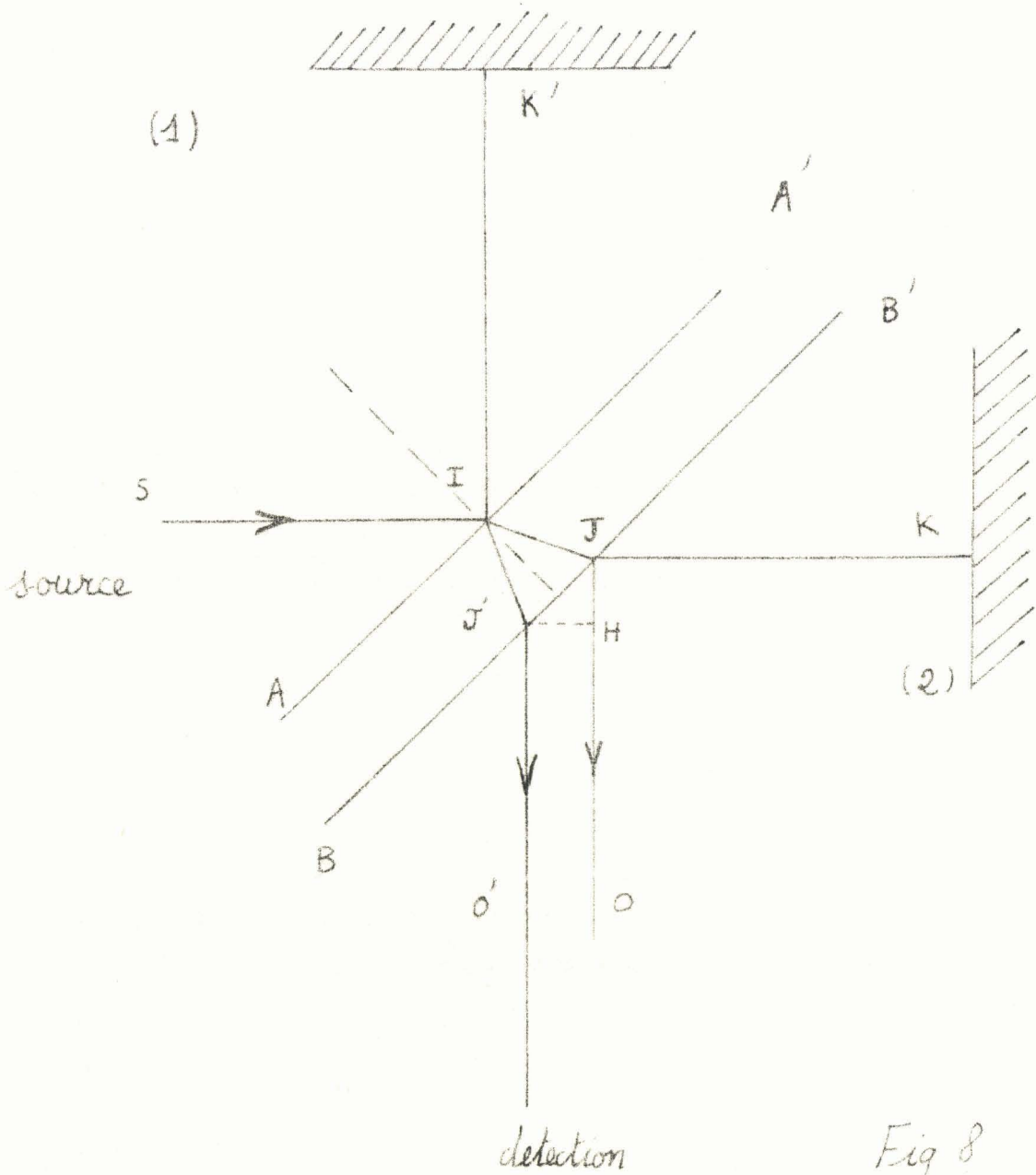
I.3.1. Lame à faces parallèles

Remplaçons le dispositif habituel par une lame à faces parallèles (fig. 8). Considérons deux rayons tels que SIJKJO et SIK'J'O'. Chacun d'eux a subi une réflexion et une traversée de la lame.

Les franges observées lorsqu'on fera varier la différence de marche entre les trajets et 1 et 2 seront à minimums nuls puisque les amplitudes des ondes renvoyées sur le détecteur par chacun des miroirs sont égales. Les rayons émergents JO et JO' étant parallèles ils convergent donc au foyer du miroir de détection, la différence de marche entre les deux parcours est $\Delta = (2 I K') - (2 J K + J H)$ avec :

$$J H = \frac{J J'}{\sqrt{2}} = \frac{d}{\sqrt{n^2 - \frac{1}{2}}}$$

où $n(\sigma)$ est l'indice de la lame. On constate donc que Δ dépend du nombre d'onde du rayonnement incident par l'intermédiaire de J H. Pour utiliser ce dispositif à large bande, il faudra s'assurer que J H varie peu dans cette gamme de fréquence, c'est à dire que ses variations soient notablement inférieures à la longueur d'onde minimum utilisée.



BUS
VILLE

Si nous considérons maintenant un rayon de réfléchissant sur K' et ayant subi des réflexions multiples dans la lame (fig. 9), on peut toujours trouver un rayon de réfléchissant sur K et ayant subi le même nombre de réflexions et de traversées de la lame, soit, par exemple, les rayons : IK'IJ'1 J'1J'2O'2 et IJI1J1KJ1O1. Les deux rayons ont bien subi le même nombre de réflexions et de traversées de la lame. Ils donneront donc lieu à un système de franges à minimums nuls. La différence de marche entre les deux rayons est :

$$\Delta' = 2 I K' - 2 (J_1 K + J_1 H_1)$$

or :

$$J_1 K = J K - J H \quad \text{et} \quad J H_1 = 3 J H$$

d'où :

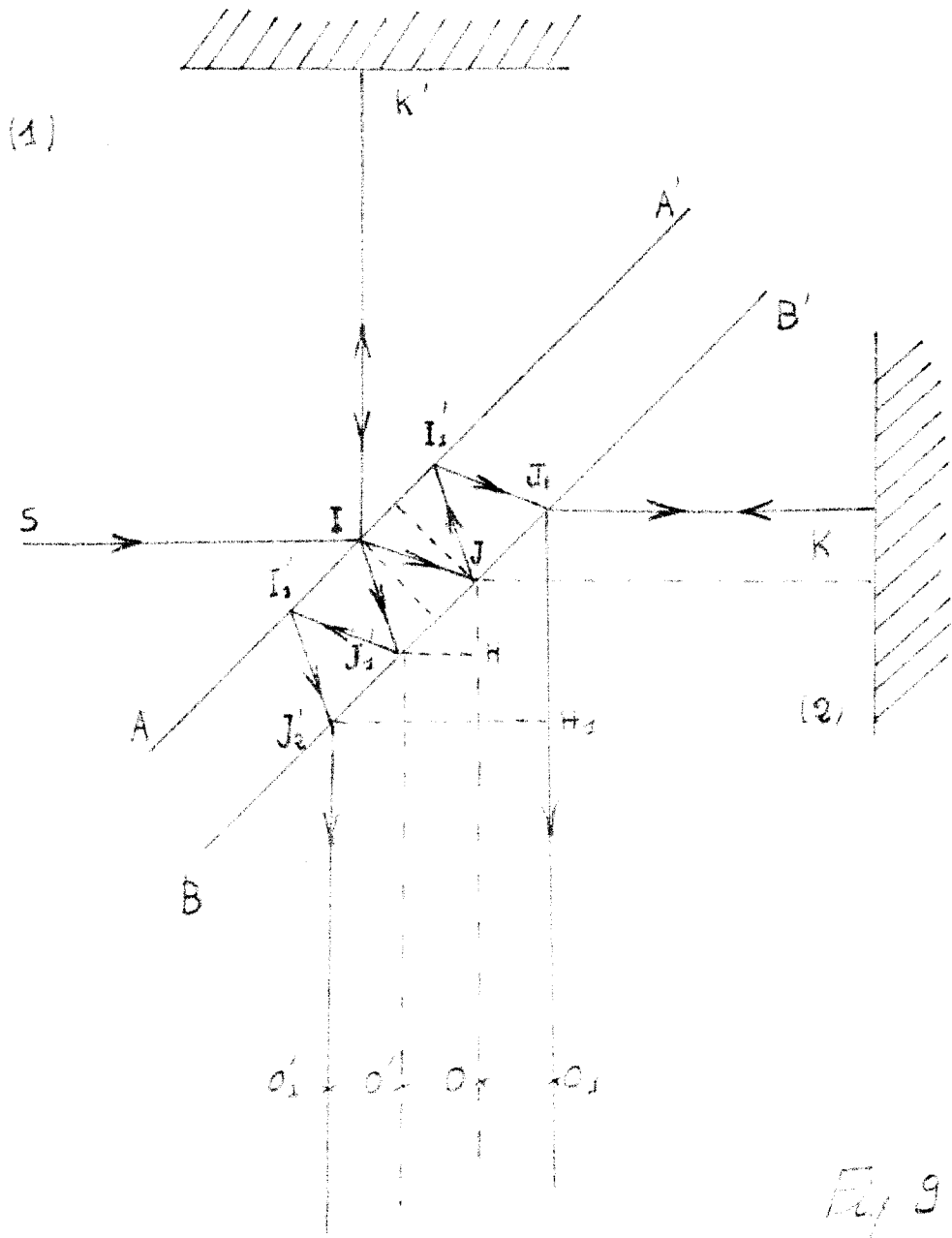
$$\Delta' = 2 I K' - (2 J K + J H) = \Delta$$

On constate alors que $\Delta' = \Delta$. Cette propriété est valable pour tous les rayons considérés. Donc tous les rayons réfléchis ou transmis par la lame donnent un système de frange unique à minimums nuls.

En conclusion, la seule limite d'utilisation de ce système est la variation du terme

$$J H = \frac{d}{\sqrt{n(\sigma)^2 - \frac{1}{2}}}$$

Pratiquement nous avons utilisé des lames de 100 μ et 40 μ en mica qui donnent des valeurs de JH 42 μ et 17 μ ; les variations de l'indice de la lame étant faibles (qq %) celles de



detection

Fig 9



J H sont négligeables par rapport à la plus courte longueur d'onde utilisée.

Longueur d'onde minimum 100μ
 séparatrice de 100μ $\Delta J_H = 1 \mu$
 " " 40μ $\Delta J_H = 0,5 \mu$

I.3.2) Choix de la lame

L'énergie reçue par le détecteur est :

$$W_D = 2 W_i R(1 - R)$$

si nous appelons W_i l'énergie incidente et R le coefficient de réflexion de la lame, il convient de choisir la lame de telle façon que $\frac{W_D}{W_i}$ soit maximum dans la région du spectre que l'on désire explorer (fig. 10). Nous devons d'abord remarquer que la valeur maximum de ce rapport est $\frac{1}{2}$ ce qui correspond à un coefficient de réflexion de la lame $R = \frac{1}{2}$

Un tel coefficient de réflexion ne peut être obtenu qu'en utilisant une lame d'indice élevé.

Un calcul classique donne dans le cas d'une lame éclairée par un faisceau de rayons non cohérents et non polarisés la valeur approchée du coefficient de réflexion R .

$$R \approx \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 + \frac{(1 - r^2)^2}{4 r^2 \sin^2 \frac{2\pi d'n}{\lambda}}} + \frac{1}{1 + \frac{(1 - r'^2)^2}{4 r'^2 \sin^2 \frac{2\pi d'n}{\lambda}}} \right] \quad (I.1)$$

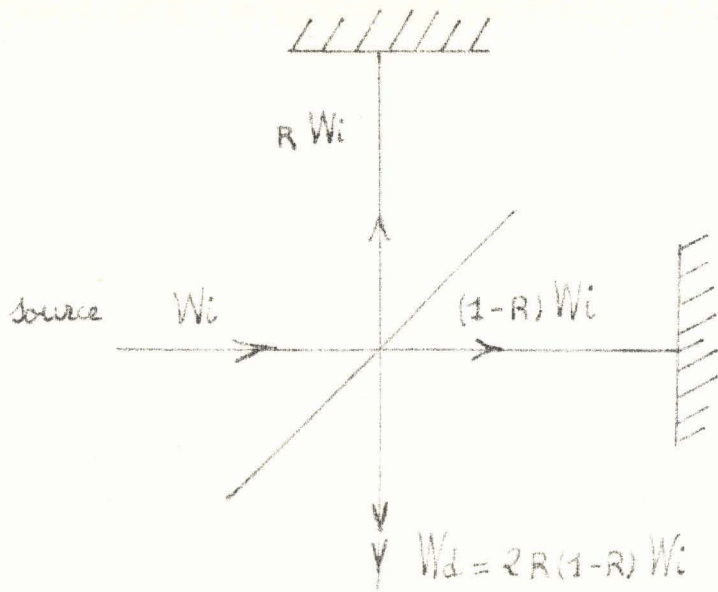


Fig 10

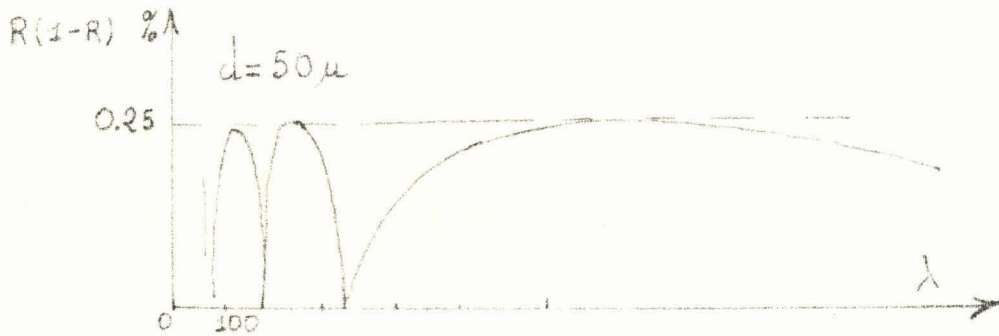
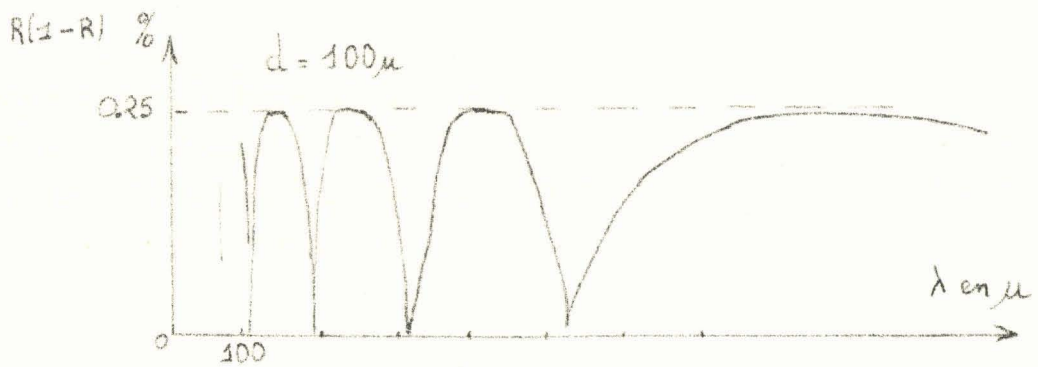
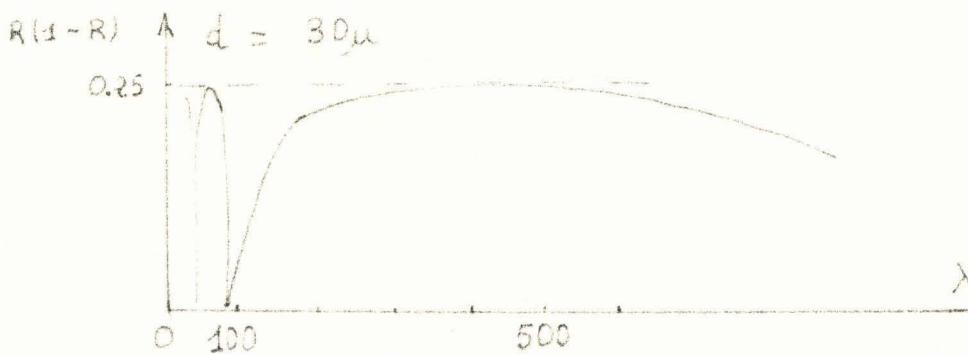


Fig 11



où

$$r = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} - n^2 \cos \theta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + n^2 \cos \theta}$$

$$r' = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (I.2)$$

l'angle d'incidence est $\theta = \frac{\pi}{4}$

$d' = \frac{d}{\cos r}$ $\sin \theta = n \sin r$ où n est l'indice de la lame et d son épaisseur.

Nous avons tracé les courbes $R(1 - R)$ en fonction de λ pour diverses épaisseurs de lames : 100μ , 50μ , 30μ ; $n = 2,5$ (fig. 11). Nous avons supposé que n était indépendant de σ . Les minimums de $R(1 - R)$ ont lieu pour $\frac{2\pi d'n}{\lambda} = k\pi$ soit $= \frac{2d'n}{k}$ où k est un nombre entier. Les courbes montrent immédiatement qu'il faut choisir l'épaisseur de la lame de telle manière que le produit $R(1 - R)$ soit maximum dans la région du spectre que l'on désire explorer. Il apparaît en outre, que l'on peut facilement atténuer certaines régions du spectre d'émission de la source.

Dans les expressions précédentes nous avons supposé que la lame n'était pas absorbante. Lorsque la lame est un peu absorbante, les courbes obtenues sont similaires, mais les extrêmes sont moins accusés.

Afin de vérifier l'ensemble des calculs précédents, nous avons (fig. 12) déterminé $(1 - R)$ en fonction de λ pour une lame de mica $n = 2,5$ d'épaisseur 220μ placée perpendiculairement au faisceau à l'aide du spectromètre infrarouge (CAMECA) pour des longueurs d'onde variant de 100μ à 650μ . Nous avons ensuite comparé les valeurs de $1 - R$ obtenues expérimentalement à celles déterminées à partir des formules (I. 1.2). On constate que pour des longueurs d'onde supérieures à 300μ la position des extrêmes coïncide de façon satisfaisante. La différence des amplitudes est simplement due à une légère absorption de la lame. Pour les longueurs d'onde inférieures à 300μ la lame devient très absorbante et les calculs précédents ne sont plus valables.

Afin de pouvoir explorer la région du spectre s'étendant de 100μ à 1mm nous avons choisi une lame de mica d'épaisseur 30μ dont nous avons déterminé à l'aide du spectromètre CAMECA le coefficient de transmission (fig. 13). Nous avons choisi le mica, car, d'une part son indice est élevé ($2,5$) et d'autre part, il est extrêmement facile d'obtenir des lames ayant un bon état de surface quelle que soit l'épaisseur désirée pourvu qu'elle soit supérieure à 20μ . On peut envisager, afin d'étendre le domaine d'exploration du côté des courtes longueurs d'onde, l'emploi d'autre corps notamment le mylard ($n = 1,7$) qui, lui, reste transparent jusqu'à des longueurs d'onde beaucoup plus courtes. L'obtention d'une lame parfaitement plane devient alors un problème technique difficile car le mylard ne possède pas la rigidité du mica.

a) remarque : Orientation de la lame

Nous avons adopté un dispositif réglable d'orientation de la lame car il n'était pas possible de réaliser un dispositif fixe assurant un angle d'incidence de 45° avec suffisamment de précision.

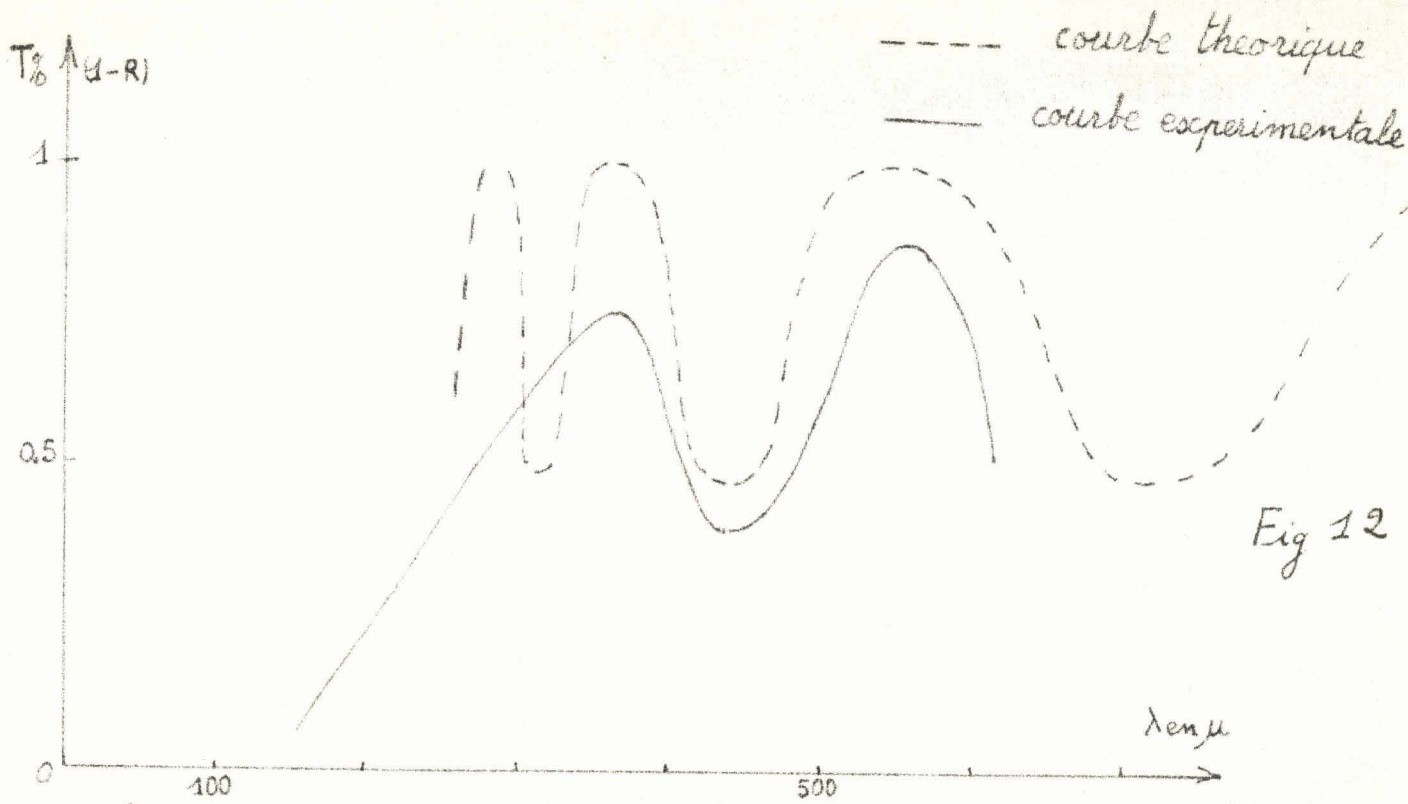


Fig 12

Coefficient de transmission d'une lame de mica sous incidence normale. $d = 220 \mu$ $n = 2.5$

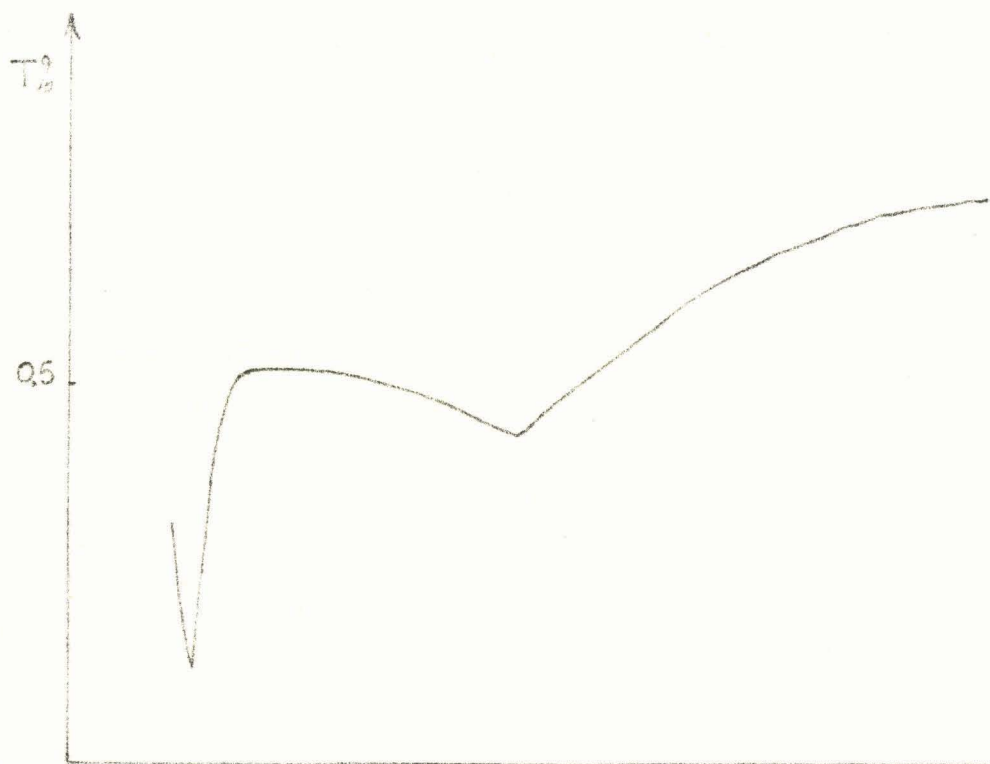


Fig 13

Coefficient de transmission d'une lame de mica d'épaisseur 30μ sous un angle d'incidence de 45° .



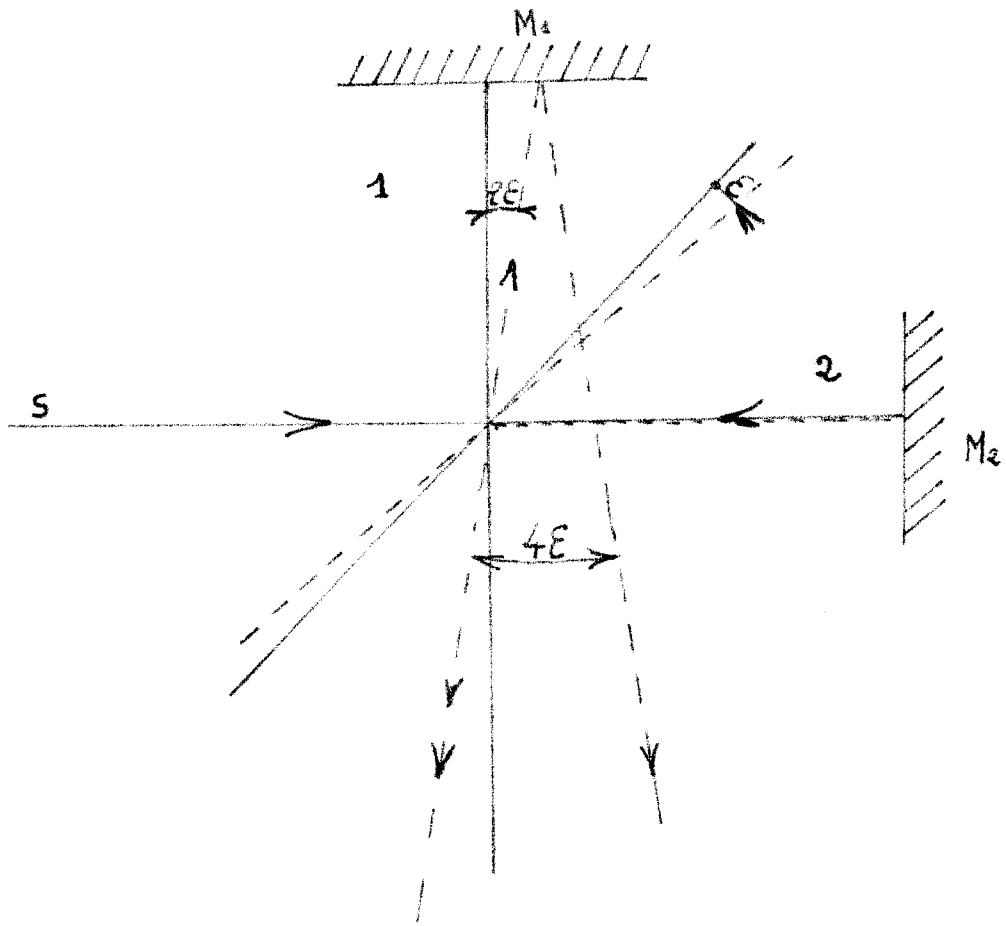


Fig 14



Supposons que la séparatrice fasse un angle ϵ avec la position théorique (fig. 14). Les rayons émergents ayant suivi les trajets 1 et 2 font un angle 4ϵ . Ils ne convergeront donc pas en un même point du détecteur, et par conséquent, ils seront vus séparément par le détecteur. Il n'y aura pas d'interférence. Nous avons donc adopté un dispositif réglable qui permet d'orienter la lame de façon à obtenir un système de franges à minimums nuls.

b) Remarque

Nous avons vu que l'étendue du faisceau était limitée par le diaphragme placé au foyer du miroir de détection. Le demi angle d'ouverture du faisceau ainsi obtenu est d'environ $\epsilon_0 = 0,02$ radian. Nous allons calculer, pour une position donnée des miroirs 1 et 2, la différence de marche existant pour un rayon faisant un angle ($0 < \epsilon < \epsilon_0$) avec l'axe de l'interféromètre, et nous la comparerons ensuite à celle obtenue pour le rayon idéal. Nous remarquons d'abord (voir Fig) que lorsque $IM_1 = IM_2$, les chemins optiques pour les trajet 1 et 2 sont égaux et cela quelque soit ϵ . De plus, les rayons émergents : provenant des miroirs 1 et 2 sont parallèles et même confondus. Lorsqu'on déplace le miroir 2 de $M_2 M'_2 = x$ le rayon émergent obtenu est JO' . Il est parallèle au rayon émergent provenant du miroir 1. La différence de marche est :

$$\Delta(\epsilon) = IK_2 + K_2J - (IK_1 + K_1 J_0 + J_0 H)$$

Calculons d'abord $K_2J - K_2J_0$

$$\frac{K_2 J}{\sin\left(\frac{3\pi}{4} - \epsilon\right)} = \frac{K_2 I}{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \epsilon\right)} = \frac{IK_2}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)}$$

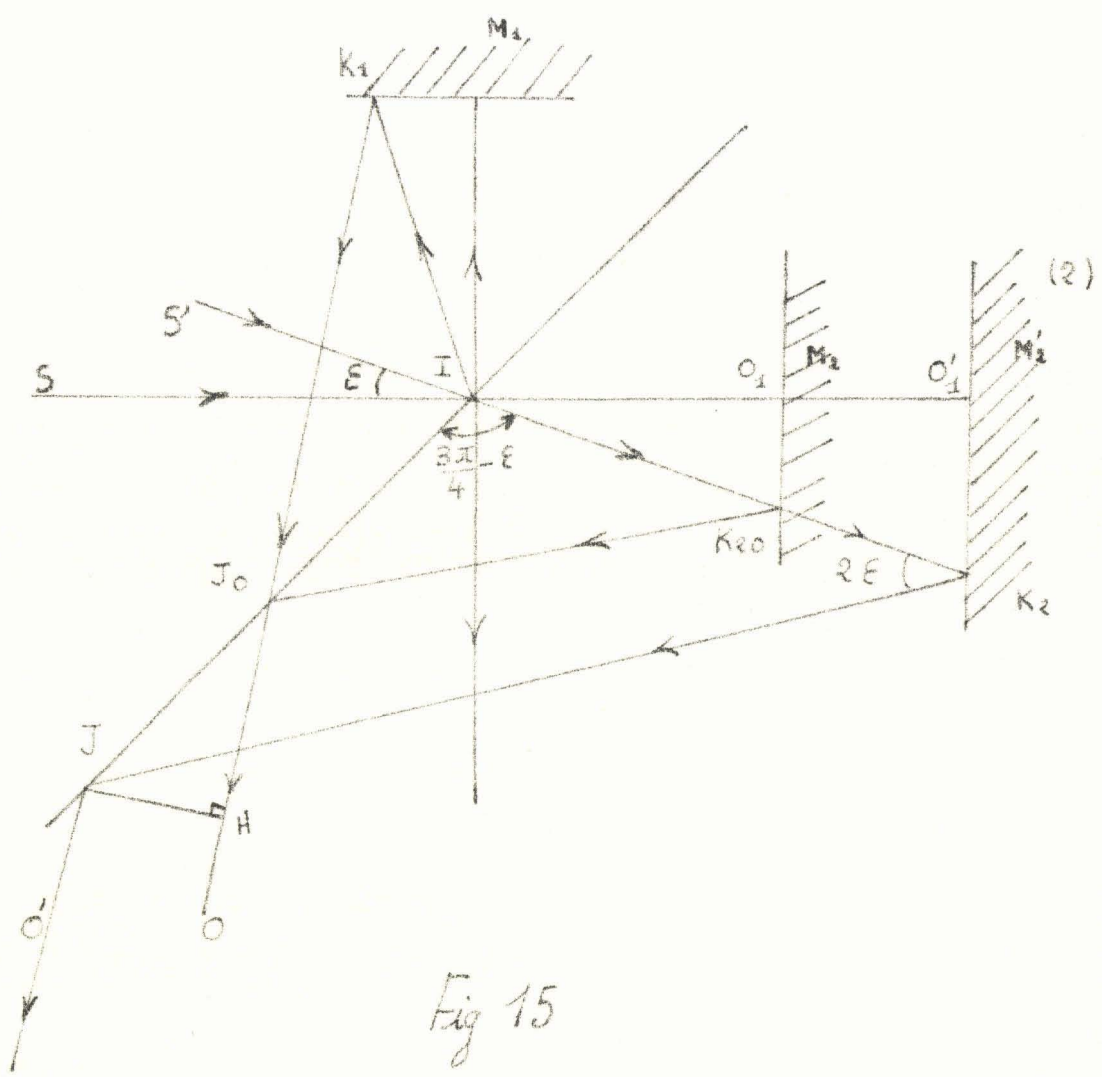


Fig 15

de même :

$$\frac{K_{20} J_0}{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \epsilon\right)} = \frac{K_1 J_0}{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \epsilon\right)} = \frac{I K_1}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} = \frac{I K_{20}}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)}$$

d'où

$$K_2 J - K_{20} J_0 = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \epsilon\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} (I K_2 - I K_1)$$

or :

$$I K_2 = \frac{J_0' s}{\cos \epsilon} \quad I K_1 = I K_{20} = \frac{I O_1}{\cos \epsilon}$$

d'où

$$I K_2 - I K_1 = \frac{I O_1' - I O_1}{\cos \epsilon} = \frac{x}{\cos \epsilon}$$

donc

$$K_2 J - K_{20} J_0 = K_2 J - K_1 J_0 = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \epsilon\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} \cdot \frac{x}{\cos \epsilon}$$

Calculons maintenant $J_0 H$

Nous avons :

$$\frac{I J_0}{\sin 2 \epsilon} = \frac{I K_{20}}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} \quad \text{de même} \quad \frac{I J}{\sin 2 \epsilon} = \frac{I K_2}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)}$$

$$J_0 J = I J - I J_0 = \frac{\sin 2 \epsilon}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} (I K_2 - I K_{20}) = \frac{\sin 2 \epsilon}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} \cdot \frac{x}{\cos \epsilon}$$

enfin $J_0 H = J_0 J \cos\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)$

$$J_0 H = \frac{\sin 2 \epsilon}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} \cdot \frac{x}{\cos \epsilon} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)$$

$$\Delta(\epsilon) = (I K_2 - I K_1) + (K_2 J - K_1 J_0) - J_0 H$$

$$\Delta(\epsilon) = \frac{x}{\cos \epsilon} \left(1 + \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \epsilon\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)} \right) - \frac{2 \sin \epsilon \cos \epsilon \cos\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \epsilon\right)}$$

en développant :

$$\Delta(\epsilon) = 2 x \cos \epsilon$$

Ce calcul a été effectué en supposant le rayon incident dans le plan de l'interféromètre mais le résultat obtenu est valable quelque soit le plan dans lequel se trouve le rayon incident.

La différence de marche obtenue pour le rayon idéal est

$$\Delta(0) = 2 x$$

$$\Delta(\epsilon) - \Delta(0) = 2x(1 - \cos \epsilon)$$

Nous avons vu que $\epsilon_{\max} = \epsilon_0 = 0,02$ radian

$$\Delta(\epsilon) - \Delta(0) = x \cdot \epsilon^2 = x \cdot 4 \cdot 10^{-4}$$

Pour un déplacement du miroir important: $x = 1$ cm
 $\Delta(\epsilon_0) - \Delta(0) = 4 \mu$ quantité très inférieure à la longueur d'onde minimum utilisée (200 μ).

En conclusion l'appareillage réalisé est suffisamment élaboré pour permettre une étude précise du comportement des liquides pour des longueurs d'onde variant de 100 μ à 1 mm.

CHAPITRE II

ETUDE DE L'INTERFEROMETRE

A VIDE

C H A P I T R E I I

ETUDE DE L'INTERFEROMETRE A VIDE

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'interféromètre à vide, c'est à dire sans liquide dans le bras de mesure. L'appareil est utilisé en spectromètre.

Dans un premier paragraphe, nous déterminons les équations de "l'interférogramme" pour un massif d'émission de forme quelconque et nous en déduisons ses caractéristiques essentielles.

Dans le paragraphe suivant nous comparons, les équations des interférogrammes théoriques aux relevés expérimentaux et nous essayons d'apprécier les causes et les conséquences des écarts constatés.

Il est souvent commode dans la pratique expérimentale de déterminer rapidement les grandeurs caractéristiques du massif d'émission, à savoir la largeur $\Delta\lambda$ et la longueur d'onde moyenne λ_m . C'est ce que nous faisons dans le 3ème paragraphe.

Enfin, nous exposons la méthode générale qui permet à partir de l'interférogramme de reconstituer le spectre d'émission.

II.1 OBTENTION DES EQUATIONS DE L'INTERFEROGRAMME

Dans cette étude le miroir M_1 est fixe. La position M_2 est repérée par son abscisse $x = O_2 M_2$; $x = 0$ correspond à $IO_1 = IO_2$ (fig. 16). Considérons d'abord le cas où l'onde incidente est monochromatique (soit σ son nombre d'onde et E_0 son amplitude). L'amplitude de l'onde ayant suivi le trajet 1 est égale à celle de l'onde ayant suivi le trajet 2 car elles ont subies le même nombre de réflexions et de traversées de la lame ; soit $E(\sigma)$ leur amplitude. La différence de marche entre les deux trajets est $2x$. L'onde reçue par le détecteur est alors de la forme $E(\sigma) (1 + e^{-2j\beta x})$ $\beta = 2\pi\sigma$. Le détecteur étant quadratique le signal obtenu est proportionnel à :

$$P_{\sigma}(x) = A E(\sigma)^2 \left| 1 + e^{-2j\beta x} \right|^2$$

$$P_{\sigma}(x) = 2 A B(\sigma) (1 + \cos 4\pi\sigma x)$$

où $B(\sigma)$ est la brillance de l'onde incidente.

Si maintenant l'interféromètre est éclairé par une onde non monochromatique, $P_{\sigma}(x)$ devient :

$$P(x) = \int_0^{\infty} P_{\sigma}(x) d\sigma = \int_0^{\infty} 2 AB(\sigma) (1 + \cos 4\pi\sigma x) d\sigma \quad (\text{II.1})$$

L'équation (II.1) peut se mettre sous la forme :

$$P(x) = \int_0^{\infty} 2 AB(\sigma) d\sigma + \int_0^{\infty} 2 AB(\sigma) \cos 4\pi\sigma x d\sigma \quad (\text{II.2})$$

$$I_{O_1} = I_{O_2}$$

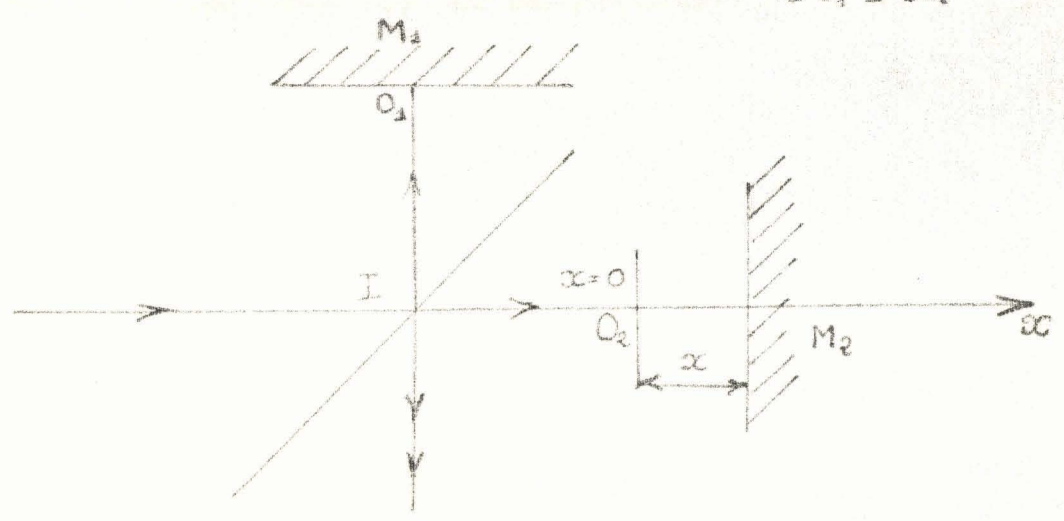


Fig 16

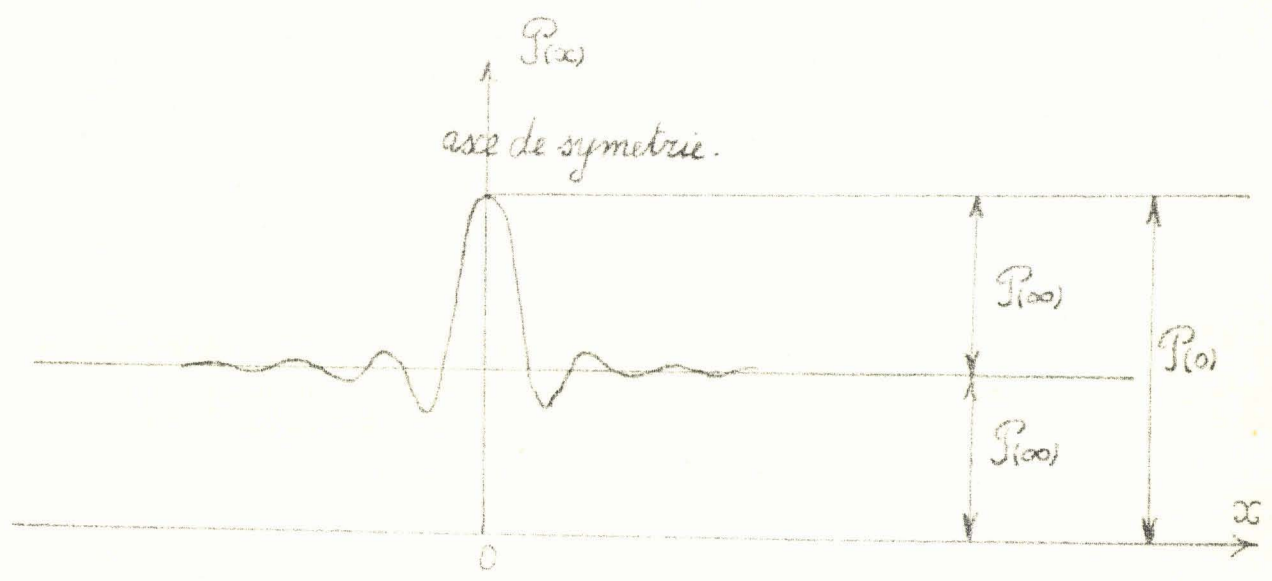


Fig 17

La première intégrale est indépendante de x ; la deuxième est appelée généralement équation de l'interférogramme.

$$I(x) = \int_0^{\infty} 2 AB(\sigma) \cos 4\pi\sigma x d\sigma \quad (II.3)$$

L'équation (II.2) montre que $P(x)$ est maximum pour $x = 0$

$$P_{\max}(0) = 4 \int_0^{\infty} AB(\sigma) d\sigma$$

et que pour $x \rightarrow \infty$ $I(x) \rightarrow 0$

donc que

$$P(\infty) = 2 \int_0^{\infty} AB(\sigma) d\sigma = \frac{P_{\max}(0)}{2}$$

D'autre part on remarque que $I(x)$ est une fonction paire, l'interférogramme est donc symétrique. Nous avons schématisé ces quelques résultats par le croquis (I.7). Ces propriétés sont intéressantes car elles permettent de contrôler le fonctionnement de l'appareil.

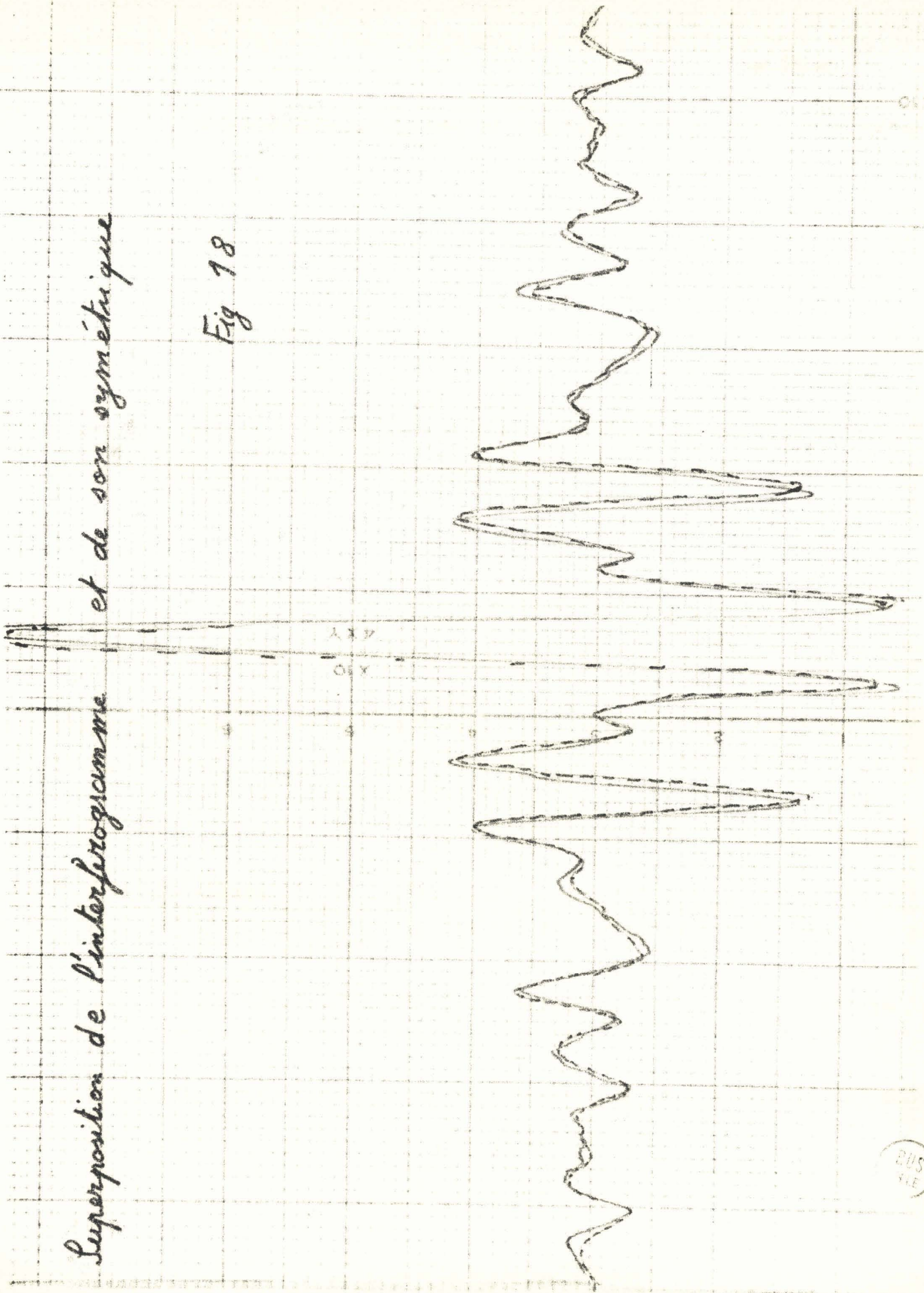
II.2 VERIFICATION

II.2.1 Symétrie

Nous avons d'abord étudié la symétrie des relevés expérimentaux. On constate que lorsque la séparatrice est bien réglée les interférogrammes obtenus sont symétriques. Nous présentons (fig. 18) un interférogramme expérimental auquel nous avons tenté de superposer son symétrique.

Superposition de l'interferogramme et de son symétrique

Fig 18



BUS
FILE

II.2.2. Amplitude maximum de P(x)

II.2.2.1. Vérification de $P_{\max}(0) = 2P(\infty)$

Nous avons constaté que : $P_{\max}(0) = 2 CP(\infty)$
avec $0,6 < C < 0,85$.

De plus, lorsqu'on utilise des massifs d'émissions centrés sur des longueurs d'ondes de plus en plus grandes, on remarque que C croit, autrement dit, on se rapproche de la valeur théorique.

Nous avons relevé deux causes essentielles à ces écarts :

- a) défauts de symétrie de l'interféromètre
- b) défauts de pièces optiques.

II.2.2.2. Causes et conséquences des écarts constatés

a) défauts de symétrie de l'interféromètre

Supposons que les amplitudes des ondes ramenées par chacun des miroirs sur le détecteur soient différentes :
 E_1 et E_2 $E_1 = KE(\sigma)$ $E_2 = E(\sigma)$

L'onde reçue par le détecteur est de la forme

$KE + Ee^{-2j\beta x}$. Soit en intégrant

$$P(x) = (K^2 + 1) \int_0^{\infty} AB(\sigma) d\sigma + 2K \int_0^{\infty} AB(\sigma) \cos(4\pi\sigma x) d\sigma$$

d'où :

$$\frac{P_{\max}(\varphi)}{P(\varphi)} = 1 + \frac{2k}{k^2 + 1} \quad \langle 2 \text{ quelque soit } k \rangle \quad 0(k \neq 1)$$

d'où

$$C = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k}{k^2 + 1} \right)$$

L'équation de l'interférogramme obtenue dans ce cas est

$$I(x) = 2k \int_0^{\infty} AB(\sigma) \cos(4\pi\sigma x) d\sigma$$

Il est important de remarquer que l'interférogramme obtenu est proportionnel à l'interférogramme théorique. La forme du spectre reconstitué ne sera donc pas modifié.

b) Défauts de pièces optiques

Un défaut de la séparatrice peut être assimilé à un défaut de réglage local. Nous avons vu (page 14) que ceci donne lieu à deux rayons émergents qui ne convergent pas en un même point de la surface utile du détecteur, donc ne participent pas aux interférences. Ceci se traduit par une baisse de modulation dans l'interférogramme d'où une diminution de C. Cette baisse de modulation dépend de l'importance des défauts par rapport à la longueur d'onde. C'est bien ce que nous avons remarqué expérimentalement : C croît lorsque λ augmente. Dans le

spectre reconstitué la luminosité des radiations de courtes longueurs d'onde est atténuée. Cet effet est très gênant dans la détermination absolue de spectre ; par contre dans l'utilisation envisagée il n'en est rien.

Nous pouvons dire que l'interférogramme enregistré caractérise le spectre d'émission de la source vue à travers l'interféromètre.

II.3. DETERMINATION APPROCHÉE DES GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES DES MASSIFS D'ÉMISSION

Si l'on suppose à priori que les massifs d'émission possèdent une forme particulière (rectangulaire, gaussienne) on peut, directement à partir de l'interférogramme, calculer leurs grandeurs caractéristiques. Dans la pratique les massifs ont des formes quelconques, néanmoins l'application des relations obtenues permet de déterminer de façon approximative les grandeurs caractéristiques des massifs d'émissions.

II.3.1. Massif spectral rectangulaire

a) Calcul de $I(x)$

$$B(\sigma) = B \text{ pour } \sigma_1 < \sigma < \sigma_2$$

$$B(\sigma) = 0 \text{ pour } \sigma < \sigma_1 \text{ et } \sigma > \sigma_2$$

$$I(x) = 2 \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) \cos 4 \pi \sigma x d \sigma = 2 B \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \cos 4 \pi \sigma x d \sigma$$

On intègre et on normalise $I(x)$ de telle façon que $I(0) = 1$, on obtient :

$$I(x) = \cos 4\pi x \frac{(\sigma_2 + \sigma_1)}{2} \frac{\sin 4\pi \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2} \right) x}{4\pi \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2} \right) x}$$

Il s'agit d'une fonction sinusoidale atténuée par sin x.
 On constate que la modulation tombe d'autant plus vite que $\sigma_2 - \sigma_1$ est grand, c'est à dire que le massif d'émission est plus large.

b) Détermination de λ et $\Delta \lambda$

La distance entre le premier minimum et son symétrique est :

$$x_m = \frac{I}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}, \text{ cette grandeur est}$$

voisine de :

$$\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \text{ lorsque le massif d'émission n'est pas trop large}$$

On peut obtenir $\Delta \lambda$ à partir du rapport des amplitudes, de la frange centrale (I_0) et du premier minimum (I_1). En effet :

$$\frac{I_0}{I_1} = 2\pi(\sigma_2 - \sigma_1) x_m. \text{ Lorsque } \sigma_2 - \sigma_1 \text{ n'est pas grand par rapport à :}$$

$$\frac{\sigma_2 + \sigma_1}{2}$$

Cette expression s'écrit :

$$\Delta \lambda = \frac{2 \times m}{\pi} \frac{I_0}{I_1} \quad (II.5)$$

Nous voyons qu'il est facile dans ce cas théorique de déterminer approximativement à partir de l'interférogramme les grandeurs caractéristiques du massif d'émission.

II.3.2. Massif spectral de forme gaussienne

$$B(\sigma) = B_0 e^{-\alpha^2 (\sigma - \sigma_0)^2}$$

a) L'équation de l'interférogramme

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 4 \pi \sigma x \, d\sigma$$

$I(x) = 2 B_0 \int_0^{\infty} e^{-\alpha^2 (\sigma - \sigma_0)^2} \cos 4 \pi \sigma x \, dx$. Afin de faciliter le calcul, l'intégrale est prise de $-\infty$ à $+\infty$. Cette manière de procéder n'altère en aucune façon le résultat final car $B(\sigma)$ est pratiquement nul pour les nombres d'ondes négatifs (qui n'ont d'ailleurs aucune réalité physique).

$$\begin{aligned} I(x) &= 2 B_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha^2 (\sigma - \sigma_0)^2} \cos 4 \pi \sigma x \, d\sigma = \\ &= 2 B_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha^2 (\sigma - \sigma_0)^2} e^{4 \pi j \sigma x} \, d\sigma \end{aligned}$$

en posant $u = \sigma - \sigma_0$

$$I(x) = 2 B_0 R e^{-4 \pi j \sigma_0 x} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha^2 u^2} e^{-4 \pi j x u} \, du$$

puis $v = \left(\alpha u - j \frac{2 \pi x}{\alpha} \right)$

$$I(x) = \frac{2 B_0}{\alpha} R e^{-4 \pi j \sigma \alpha x} e^{-\frac{4 \pi^2 x^2}{\alpha^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-v^2} dv$$

$$I(x) = \frac{2 B_0 \sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\frac{4 \pi^2 x^2}{\alpha^2}} \cos 4 \pi \sigma \alpha x$$

en normalisant $I(x)$ de telle façon que $I(0) = 1$

$$I(x) = e^{-\frac{4 \pi^2 x^2}{\alpha^2}} \cos 4 \pi \sigma \alpha x \quad (II.6)$$

Dans ce cas la modulation est uniforme.

b) Détermination de λ et $\Delta \lambda$

La distance entre les deux premier minimum est

$$x_m = \frac{I}{2 \sigma \alpha} = \frac{\lambda \alpha}{2} \text{ d'où la longueur d'onde moyenne.}$$

De la même manière que précédemment on peut déterminer la largeur à mi hauteur du massif d'émission à partir du rapport des amplitudes de la frange centrale et du 1^o minimum on obtient :

$$\Delta \lambda \approx \frac{2 \lambda_m}{\pi} \log \frac{4 I_0}{I} \quad (II.7)$$

Cette formule suppose que le rapport largeur théorique du massif sur longueur d'onde moyenne reste faible.

II.3.3. Massif composé de deux courbes de Gauss centrées sur λ_1 et λ_2 , de même amplitude et de même largeur.

a) Interférogramme

$$I(x) = \frac{2 B_0 \sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\frac{4 \pi^2 x^2}{\alpha^2}} (\cos 4 \pi \sigma_1 x + \cos 4 \pi \sigma_2 x)$$

$$I(x) = \frac{2 B_0 \sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\frac{4 \pi^2 x^2}{\alpha^2}} \cos 4 \pi \frac{(\sigma_1 + \sigma_2)}{2} \cdot \cos 4 \pi \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{2} x$$

b) Détermination de λ_m et $\Delta \lambda$

La distance entre les deux premiers minimums est

$$x_m = \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} = \frac{\lambda_m}{2} \quad \begin{array}{l} \text{on suppose ici que } \lambda_1 \\ \text{est peu différent de } \lambda_2 \end{array}$$

Dans ce cas on ne peut pas définir la largeur du massif.

Cette étude montre, d'une part que l'atténuation des franges est d'autant plus rapide que le spectre est étendu, d'autre part que l'on peut avoir une idée de la longueur d'onde moyenne et de la largeur du spectre d'émission en mesurant la distance entre les deux premiers minimums. Pratiquement, seule la détermination de λ_m donne des résultats satisfaisants, celle de $\Delta \lambda$ est erronée car les approximations effectuées (massif rectangulaire, gaussien) ne sont que très rarement applicables dans notre cas. Nous comparons page 19 les valeurs de λ_m obtenues par cette méthode aux valeurs réelles.

On remarque en outre, que la position du miroir M_2 correspondant à une différence de marche nulle est facile à déterminer. En effet elle coïncide à la fois avec le maximum de $I(x)$ et avec l'axe de symétrie de l'interférogramme.

Ces déterminations de λ_m et $\Delta \lambda$ sont très approchées et ne suffisent pas à caractériser le spectre d'émission. C'est pourquoi nous abordons maintenant la méthode générale.

II.4 RECONSTITUTION DU SPECTRE D'EMISSION A PARTIR DE L'INTERFEROGRAMME.

L'expression :

$$I(x) = \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 4 \pi \sigma x d \sigma \quad (II.6)$$

montre que $I(x)$ est la transformée de Fourier en cosinus du spectre. On peut reconstituer le spectre d'émission en faisant la transformée inverse.

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cos 4 \pi \sigma x dx \quad (II.7)$$

Afin de faciliter les calculs suivants, il est commode de définir $B(\sigma)$ pour des nombres d'ondes négatifs.

$$B(\sigma) = B(-\sigma) \quad B_{\text{pair}}(\sigma) = \frac{1}{2} \left[B \sigma + B(-\sigma) \right]$$

Les équations précédentes s'écrivent alors :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_p(\sigma) \cos 4 \pi \sigma x d \sigma \quad (II.8)$$

$$B_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cos 4\pi \sigma x dx \quad (\text{II.9})$$

En réalité l'intégration II.9 est faite en prenant un certain nombre de valeurs équidistantes de $I(x)$ échelonnées de -1 à $+1$ et non pas de $-\infty$ à $+\infty$. L'équation II.9 est dans ce cas remplacée par la somme :

$$B'_p(\sigma) = h \sum_{-n}^{+n} I(nh) \cos (2\pi \sigma nh) \text{ où } h \text{ est la distance sépa-}$$

rant deux valeurs relevées sur l'interférogramme.

L'étude des relations existant entre le spectre reconstitué $B'_p(\sigma)$ et le spectre réel $B_p(\sigma)$ a été faite par Connes (thèse Paris 1960) t. 12)

Nous avons repris les points essentiels. Cette étude fait appel à la notion de fonction d'appareil.

II.4.1. Fonction d'appareil

Supposons que le spectromètre reçoive une radiation rigoureusement monochromatique. La répartition de densité spectrale d'une telle source reconstituée à partir de l'interférogramme devrait être une fonction de Dirac. En fait, on obtient une fonction différente que l'on appelle fonction d'appareil.

I. Fonction d'appareil théorique

L'instrument est supposé parfait et on utilise un faisceau d'étendue nulle. Dans ces conditions, l'interféro-gramme obtenu est parfait. Nous envisageons successivement les cas suivants :

- On utilise seulement une portion de l'interférogramme

$$B(\sigma) = \int_{-1}^{+1} I(x) \cos 4\pi\sigma x dx$$

- L'opération précédente est remplacée par la somme

$$B'_p(\sigma) = \sum_{-n}^{+n} I(nh) \cos 2\pi\sigma nh \quad nh = 1$$

- a) Utilisation d'une longueur l finie de l'interférogramme

Pratiquement on connaît l'interférogramme de 0 à +1 donc de -1 à +1 puisqu'il est symétrique

Le spectre reconstitué à pour équation

$$B'_p(\sigma) = \int_{-1}^{+1} I(x) \cos 4\pi\sigma x dx = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) D(x) \cos 4\pi\sigma x dx \quad (\text{II.10})$$

où $D(x)$ est une fonction créneau $D(x) = 1$ pour $-1 < x < +1$

$$D(x) = 0 \quad x < -1 \quad \text{et} \quad x > +1$$

Nous savons d'autre part que la transformée de Fourier en cosinus d'un produit de deux fonctions paires est le produit de convolution des TF en cosinus de chacune de ces fonctions. L'équation (II.10) s'écrit :

$$B'_p(\sigma_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_p(\sigma) f(\sigma_1 - \sigma) d\sigma \quad (\text{II.11})$$

si nous appelons $f(\sigma)$ la TF en cosinus de $D(x)$.

L'équation (II.11) montre immédiatement que $f(\sigma)$ est la fonction d'appareil. En effet, lorsque la source est monochromatique (σ_0) l'équation (II.11) devient :

$$B'_p(\sigma) = B_0 f(\sigma - \sigma_0)$$

La relation (II.11) montre en outre que le spectre reconstitué sera d'autant plus voisin du spectre réel que la fonction d'appareil se rapprochera plus d'une fonction de Dirac.

Pour calculer la fonction d'appareil on suppose que l'interféromètre est éclairé par une radiation monochromatique de nombre d'onde σ_0 ; dans ces conditions l'interférogramme a pour équation :

$$I(x) = B_0 \cos 4\pi\sigma_0 x$$

d'où la fonction d'appareil

$$B'_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cos 4\pi\sigma x dx = B_0 \int_{-1}^{+1} \cos 4\pi\sigma_0 x \cos 4\pi\sigma x dx$$

En normalisant :

$$\frac{B'_p(\sigma)}{B_0 \times l} = \frac{\sin 4 \pi (\sigma_0 + \sigma) l}{4 \pi (\sigma_0 + \sigma) l} + \frac{\sin 4 \pi (\sigma_0 - \sigma) l}{4 \pi (\sigma_0 - \sigma) l}$$

Il s'agit d'une fonction paire présentant deux maximums centrés sur σ_0 et $-\sigma_0$ (fig. 19).

$$f(\sigma) = \frac{\sin 4 \pi \sigma l}{4 \pi \sigma l}$$

Cette fonction possède des maximums secondaires importants qui déforment complètement le spectre obtenu ; en effet :

$$B'_p(\sigma_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_p(\sigma) f(\sigma_1 - \sigma) d\sigma$$

Il est donc intéressant de réduire l'importance de ces maximums secondaires, cette opération s'appelle l'apodisation.

Nous avons vu précédemment que la fonction d'appareil était la transformée de Fourier de la fonction créneau $D(x)$. Il suffit donc dans l'équation (II.10) de remplacer la fonction $D(x)$ par une fonction $A(x)$ appelé fonction d'apodisation dont la TF en cosinus sera plus appropriée. De nombreuses études ont été faites sur ce sujet (5) (12) (29) nous avons choisi :

$$A(x) = \left[1 - \frac{x^2}{l^2} \right]^2 \quad - 1 < x < +1$$



Fonction d'appareil thermique

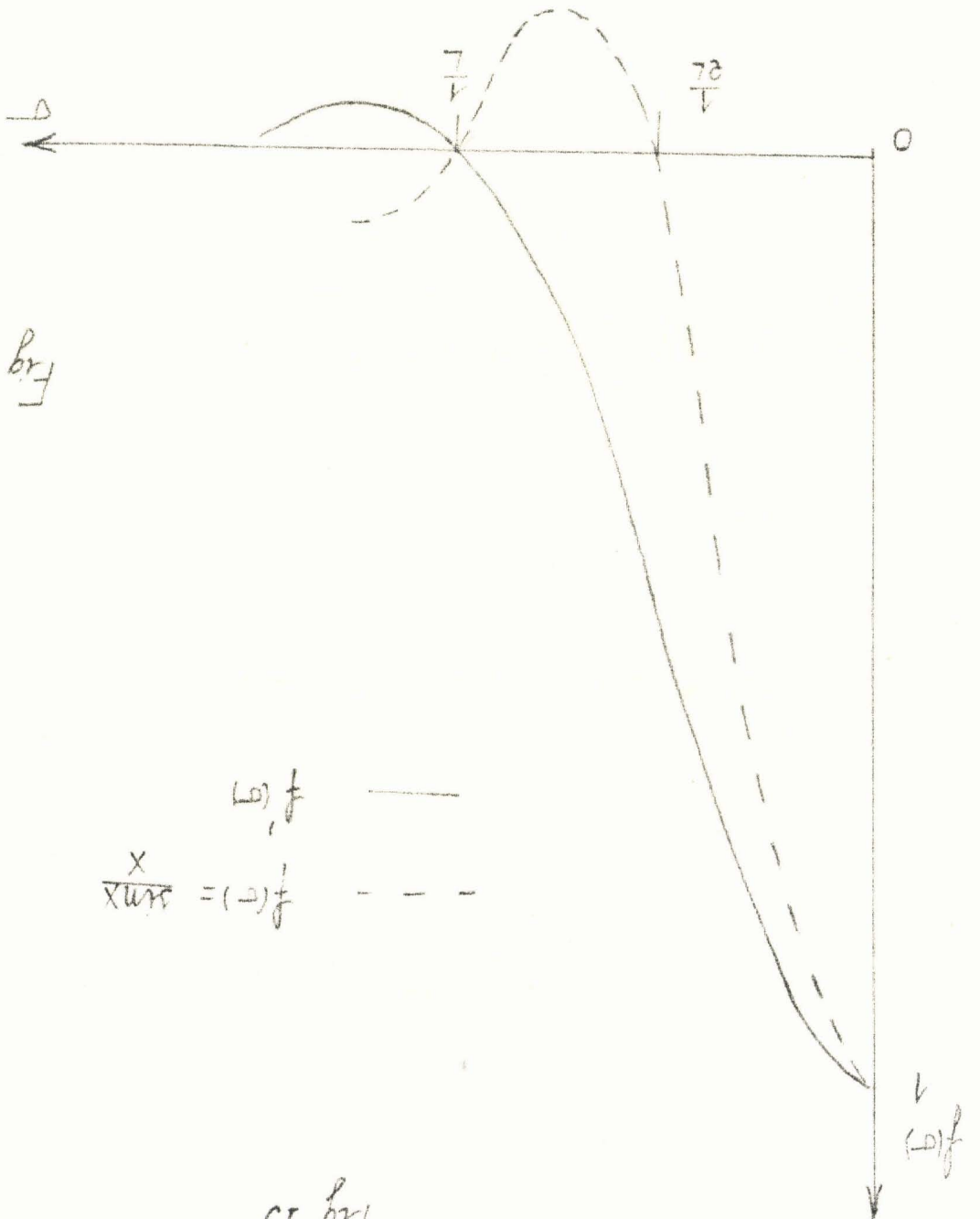
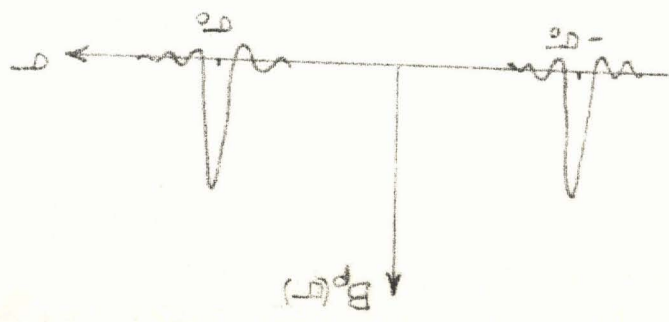


Fig 20

$f(t)$ —
 $f(t) = \sin(x)$ - -

Fig 19



La fonction d'appareil devient alors

$$f'(\sigma) = (4 \pi x (\sigma - \sigma_0))^{-5/2} J_{5/2}(4 \pi x (\sigma - \sigma_0)) \quad (20)$$

L'introduction de la fonction d'apodisation est particulièrement simple dans l'équation (II.10). Il suffit lorsqu'on exécute le calcul de remplacer les valeurs $I(x)$ de l'interférogramme par $I(x) \cdot A(x)$.

b) fonction d'appareil engendrée par l'utilisation de valeurs équidistantes de l'interférogramme.

D'après le théorème de l'échantillonnage, toutes les informations concernant une fonction à spectre limité sont contenues dans un nombre fini de valeurs discrètes de cette fonction. C'est pourquoi il suffit, pour calculer $B'(\sigma)$, d'utiliser un nombre fini de valeurs de $I(x)$. On les choisit équidistantes pour faciliter le calcul; soit h le pas. L'équation II.10 devient alors :

$$B''_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) D(x) R(h) \cos 4\pi \sigma x dx$$

$R(h)$ est une fonction de Dirac à support périodique, d'où la fonction d'appareil :

$$F(\sigma) = TF \text{ en } \cos \left[D(x) \cdot R(h) \right]$$

Il s'agit de la même fonction d'appareil que précédemment se répétant tous les $\frac{1}{h}$ (fig. 21)

La fonction d'appareil devient alors

$$f'(\sigma) = (4 \pi x (\sigma - \sigma_0))^{-5/2} J_{5/2}(4 \pi x (\sigma - \sigma_0)) \quad (20)$$

L'introduction de la fonction d'apodisation est particulièrement simple dans l'équation (II.10). Il suffit lorsqu'on exécute le calcul de remplacer les valeurs $I(x)$ de l'interférogramme par $I(x) \cdot A(x)$.

b) fonction d'appareil engendrée par l'utilisation de valeurs équidistantes de l'interférogramme.

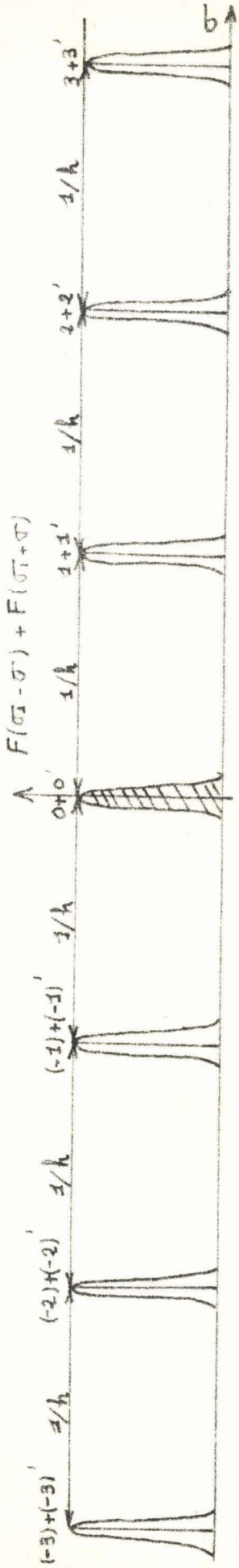
D'après le théorème de l'échantillonnage, toutes les informations concernant une fonction à spectre illimité sont contenues dans un nombre fini de valeurs discrètes de cette fonction. C'est pourquoi il suffit, pour calculer $B'(\sigma)$, d'utiliser un nombre fini de valeurs de $I(x)$. On les choisit équidistantes pour faciliter le calcul; soit h le pas. L'équation II.10 devient alors :

$$B''_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) D(x) R(h) \cos 4\pi \sigma x dx$$

$R(h)$ est une fonction de Dirac à support périodique, d'où la fonction d'appareil :

$$F(\sigma) = TF \text{ en } \cos \left[D(x) \cdot R(h) \right]$$

Il s'agit de la même fonction d'appareil que précédemment se répétant tous les $\frac{1}{h}$ (fig. 21)



Les maximums de $F(\sigma_1 - \sigma) + F(\sigma_2 + \sigma) = 2F(\sigma)$
 a) $\sigma_1 = 0 \Rightarrow$ sont repérés par $-1, \dots, -1, 0, 1, 2$

" " " " " " " "
 " " " " " " " "
 " " " " " " " "

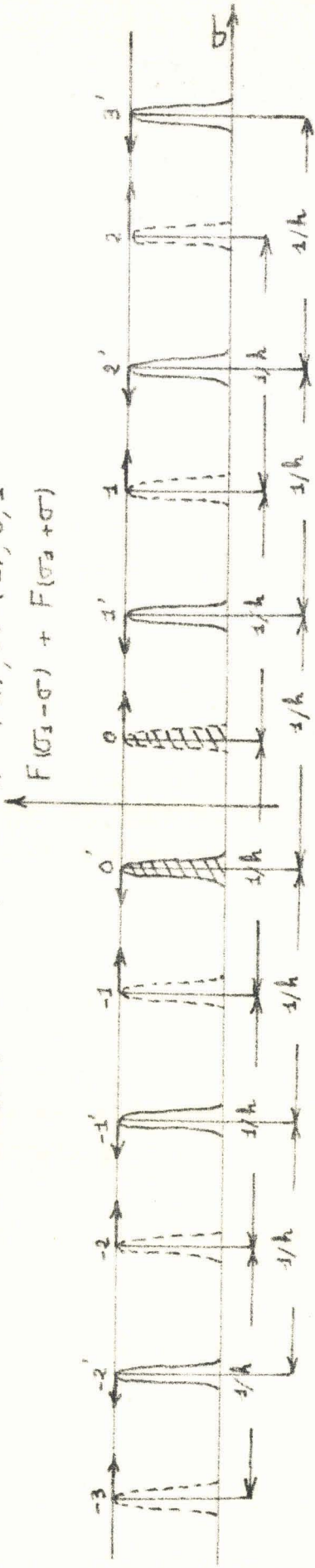
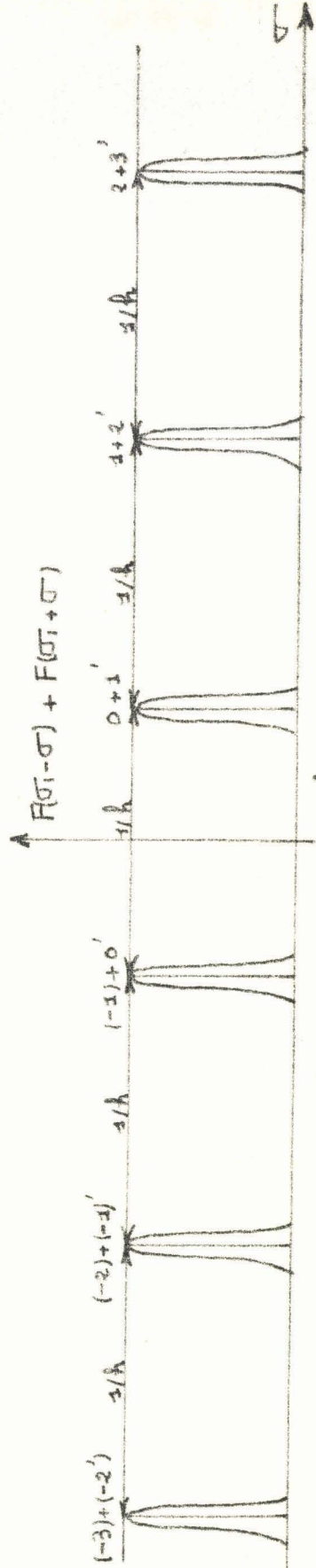


Fig 21

b) $0 < \sigma_1 < \frac{1}{2h}$ --- $F(\sigma_1 - \sigma)$ --- $F(\sigma_2 + \sigma)$



c) $\sigma_1 = \frac{1}{2h}$. Lorsque σ_1 a varié de 0 à $\frac{1}{2h} = \frac{1}{2h}$

chaque point de l'axe des abscisses à "vu" un maximum et un seul de la fonction d'appareil.

$$B^*p(\sigma_1) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} Bp(\sigma) \left[F(\sigma_1 - \sigma) + F(\sigma_1 + \sigma) \right] d\sigma \quad (II.12)$$

$F(\sigma_1 - \sigma)$ est constituée d'une série de fonctions du type $f(\sigma)$ se répétant tous les $\frac{1}{h}$, et centrée sur $\sigma = \sigma_1$

$F(\sigma_1 + \sigma)$ est constituée d'une série de fonctions du type $f(\sigma)$ se répétant tous les $\frac{1}{h}$ et centrée sur $\sigma = -\sigma_1$

L'équation (II.12) montre que le spectre reconstitué va se répéter tous les $\frac{1}{2h}$ (fig. 21)

Il faudra donc choisir h de telle manière que :

$$h < \frac{1}{2(\sigma_M - \sigma_m)}$$

σ_M et σ_m sont respectivement les nombres d'ondes maximum et minimum du spectre de la source.

Lorsqu'on utilise la fonction d'apodisation $A(x)$ la fonction d'appareil s'écrit :

$$F'(\sigma) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \left[4 \operatorname{sinc} \left(\frac{m}{h} - \sigma \right) \right]^{-5/2} J_{5/2} \left(\frac{m}{h} - \sigma \right)$$

Il s'agit encore de la fonction $f'(\sigma)$ se répétant tous les $\frac{1}{h}$

II.4.2. Fonction d'appareil réelle

Pratiquement le spectre obtenu est toujours différent de celui qui résulte du produit de composition du spectre réel et de la fonction d'appareil théorique étudiée précédemment. En effet, un certain nombre de défauts de l'interféromètre modifient la fonction d'appareil.

- utilisation d'un faisceau d'étendue non nulle
- Défauts des pièces optiques
- dérèglages des miroirs
- erreur de repérage de la frange centrale
- erreur de repérage des différences de marche

Les quatre derniers points ont peu d'influence car les défauts sont toujours très faibles par rapport aux longueurs d'ondes utilisées. Nous étudions simplement le 1er point.

Nous avons vu au chapitre précédent que la différence de marche pour un rayon faisant un angle ϵ avec le rayon idéal est $\Delta(\epsilon) = 2 x \cos \epsilon$. L'équation de l'interférogramme pour un faisceau d'onde monochromatique de demi angle d'ouverture ϵ_0 s'écrit :

$$I(x) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^{\epsilon_0} \cos(4\pi \sigma_0 x \cos \epsilon) d\epsilon$$

Nous en déduisons immédiatement la fonction d'appareil

$$B'_{p \sigma} = \frac{1}{2} \left[f(\sigma - \sigma_0) + f(\sigma_0 + \sigma) \right] = \int_{-1}^{+1} \int_0^{\epsilon} \cos(4\pi\sigma_0 x \cos \epsilon) \cdot \cos 4\pi\sigma x \, d\epsilon \, dx$$

$$\epsilon_0 \text{ étant petit } \cos \epsilon = 1 - \frac{\epsilon^2}{2}$$

$$\sin 4\pi\sigma \frac{\epsilon^2}{2} x \approx 4\pi\sigma \frac{\epsilon^2}{2} x \quad ; \quad \cos 4\pi\sigma \frac{\epsilon^2}{2} x \approx 1$$

On obtient :

$$f(\sigma - \sigma_0) = \frac{\sin 4\pi l(\sigma - \sigma_0)}{4\pi l(\sigma - \sigma_0)} - 2\pi \frac{\sigma_0 l}{3} \left[\frac{\sin 4\pi l(\sigma - \sigma_0)}{[4\pi l(\sigma - \sigma_0)]^2} - \frac{\cos 4\pi l(\sigma - \sigma_0)}{4\pi l(\sigma_0 - \sigma_0)} \right]$$

On constate que le premier terme est la fonction d'appareil classique. Le coefficient multiplicateur du deuxième terme (soit A) est toujours faible : sa valeur maximum est atteinte pour $l = 0,3 \text{ cm}$; $\sigma_0 = 100 \text{ cm}^{-1}$; $\epsilon_0 = 0,02$; $A = 3 \cdot 10^{-3}$. La fonction multipliant le terme A étant toujours inférieure à 1, la contribution de ce terme est négligeable.

En conclusion dans la mesure où l'on n'exige pas de l'appareil une résolution élevée pour un nombre d'onde élevé ($\sigma = 200 \text{ cm}^{-1}$) l'utilisation d'un faisceau de demi angle d'ouverture $\epsilon_0 = 0,02$ n'altère pas notablement la fonction d'appareil.

Limite de résolution :

L'équation (II.11)

$$B_p(\sigma_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) f(\sigma_1 - \sigma) d\sigma$$

montre que la limite de résolution est liée à la forme de la fonction d'appareil. En fait elle est égale à la largeur à mi-hauteur de $f(\sigma_1 - \sigma)$. Lorsqu'on utilise la fonction d'appareil $A(x)$, la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil correspondante est $\frac{1}{2\lambda}$. On constate que la limite de résolution est d'autant plus faible que la longueur de l'interférogramme utilisée est grande.

II.4.3. Méthode de calcul - Programme - Vérification

Nous devons réaliser l'opération :

$$B_p(\sigma_1) = \int_{-1}^{+1} I(x) A(x) \cos 4\pi\sigma_1 x dx$$

cette opération est équivalente à

$$B_p(\sigma_1) = h \left[I_0 A_0 + 2 I_1 A_1 \cos 4\pi\sigma_1 h + \dots + I_n A_n \cos 4\pi\sigma_1 nh \right]$$

Nous remplaçons d'abord toutes les valeurs de l'interférogramme.

$$\begin{array}{ccc} I(0) & I(h) \dots \dots \dots & I(nh) \text{ par} \\ I(0)A(0) & I(h)A(h) & I(nh)A(nh) \end{array}$$

Puis pour $\sigma = \sigma_1$ nous calculons tous les cosinus :

$$\cos 4 \pi \sigma_1 h \dots \dots \dots \cos 4 \pi \sigma_1 nh$$

à l'aide de la formule de récurrence de Tchebicheff :

$$\cos (p + 1) y = 2 \cos y \cdot \cos py - \cos (p - 1) y$$

Puis nous effectuons d'opération :

$$B_p(\sigma_1) = h \left[I_0 A_0 + 2 A_1 I_1 \dots \dots \dots \right]$$

et ceci pour chaque valeur σ ..

La durée de calcul de cette expression lorsqu'on donne 100 valeurs de l'interférogramme est d'environ 90 s, pour une valeur de σ . La programmation de ce calcul a été effectuée en langage ALGOL pour IBM 1620.

Pour vérifier ce programme nous avons calculé la transformée de Fourier en cosinus.

$$\left(\frac{\sin 2 \pi \sigma_M x}{2 \pi \sigma_M x} \right)^2$$

en utilisant 30 valeurs équidistantes, la distance les séparant étant $\frac{1}{2 \sigma_M}$. La transformée de Fourier de cette fonction est

$(1 - \frac{\sigma}{\sigma_M}) - 0 < \sigma < \sigma_M$. La spectre reconstitué doit se reproduire tous les $2 \sigma_M$. Dans ce cas la limite de résolution est $\delta \sigma = \frac{\sigma_M}{18}$ soit pour $\sigma_M = 20$.

$$\delta \sigma \simeq 1,1 \text{ cm}^{-1}$$

L'accord entre les points obtenus numériquement et la courbe théorique est très satisfaisant (Fig. 22)

Nous avons recommencé le même calcul :

1°) en utilisant un pas 6 fois plus grand c'est à dire en augmentant la limite de résolution $\delta \sigma \simeq 7 \text{ cm}^{-1}$ (fig. 23)

2°) Avec le même pas, nous avons utilisé un interférogramme dont les valeurs sont perturbées aléatoirement de telle manière que :

$$I'(x) = I_{\text{théo}}(x) + \left(\mp \frac{I_0}{100} \right) \text{ où } \sigma \text{ (fig. 24)}$$

En conclusion de tout ceci, on peut dire que le programme est exact, stable, peu sensible au choix du pas, pourvu que $h < \frac{1}{2 \sigma_M}$

II.4.4. Résultats

Nous avons déterminé le spectre d'émission de la source vue à travers l'interféromètre pour une séparatrice de 100μ . Nous avons relevé 80 points de l'interférogramme, distance 0,02 mm. La limite de résolution est donc

$$\delta \sigma = \frac{1}{2 \times 80 \times 0,002}$$

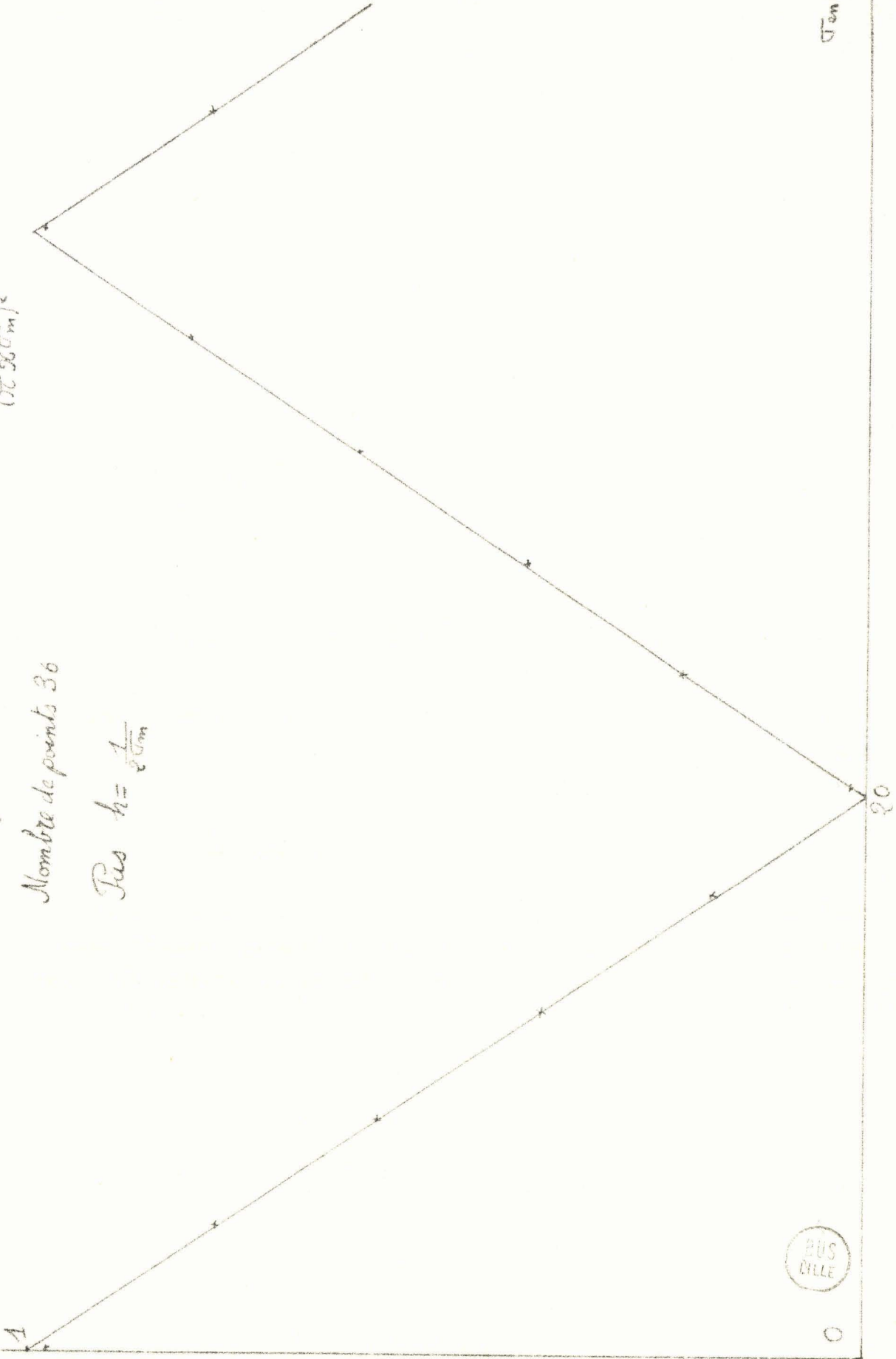
$A, B(\sigma)$
unele arbitraire

Transformée de Fourier de $I(x) = \frac{\sin^2 x \cos x}{(\pi \cdot 90 \text{ cm})^2}$

$$\sigma_m = 90 \text{ cm}^{-1}$$

Nombre de points 36

$$\text{Pas } h = \frac{1}{\sigma_m}$$



BUS
DILLE

Fig 29

$$I(x) = \frac{\sin^2 \frac{x}{2}}{\frac{x}{2}}$$

Nombre de points 36 pas $h = 0.0042$

— courbe théorique
x points expérimentaux

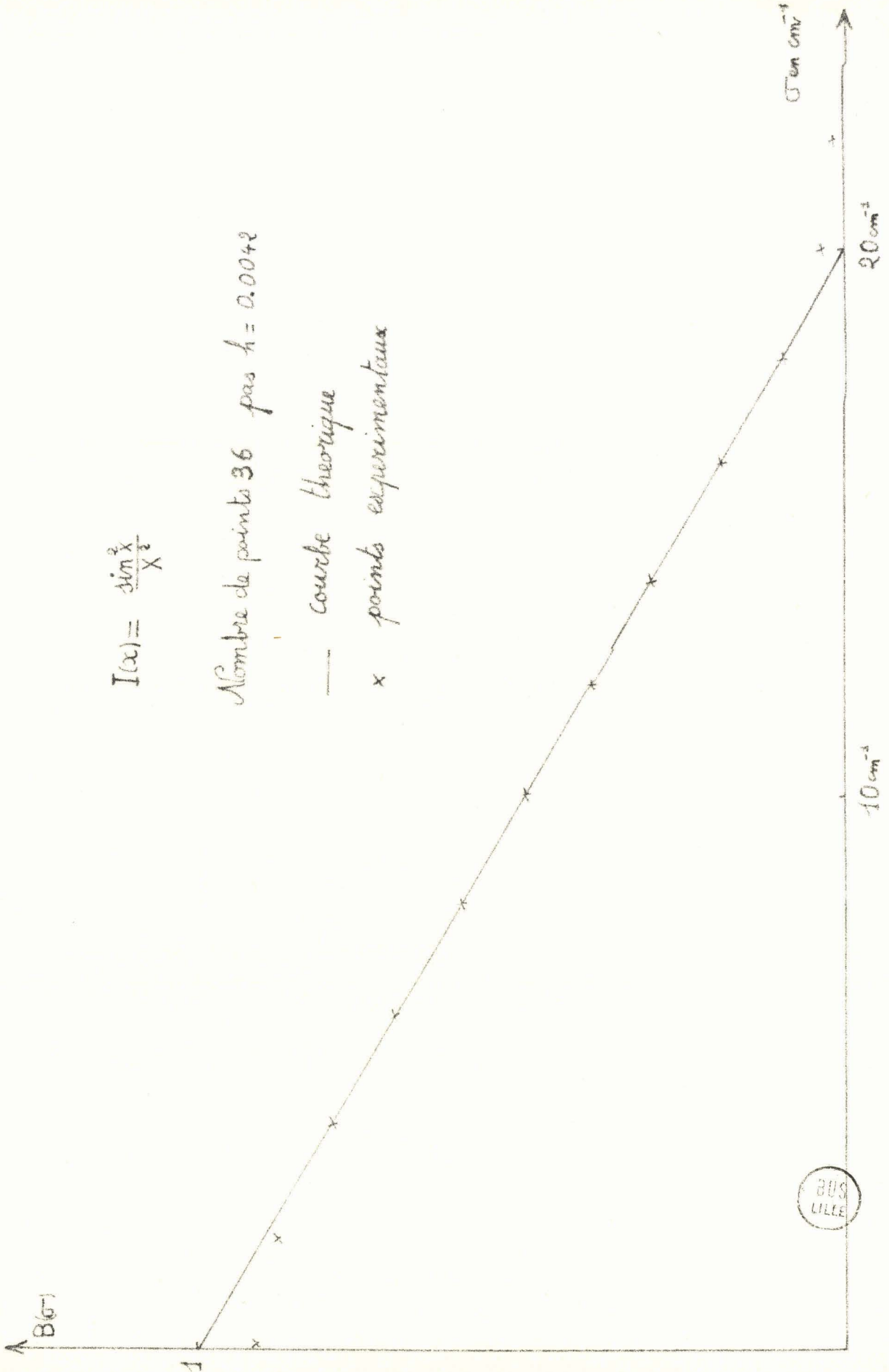


Fig 23

Interferogramme perturbé par une
erreur aléatoire

Nombre de points 36

$\lambda = 0.0042 \text{ cm}$



Fig 24

$$\delta \sigma \approx 3 \text{ cm}^{-1}$$

Puis, en nous plaçant dans les mêmes conditions de calcul, nous avons filtré la source par des blocs de téflon d'épaisseur croissantes (fig. 25, 26, 27) courbes 1.2.3.4.5.6.).

Puis à l'aide des courbes 3 et 4 nous avons tracé la courbe de transmission du téflon (fig. 27) et nous l'avons comparé à celle obtenue à l'aide du spectromètre infrarouge CAMECA. Les courbes obtenues ont sensiblement la même allure. Nous avons par ailleurs pour chacun de ces massifs déterminé le nombre d'onde moyen σ'_m défini par :

$$\int_0^{\sigma'_m} B(\sigma) d\sigma = \int_{\sigma'_M}^{\infty} B(\sigma) d\sigma$$

et nous l'avons comparé au nombre d'onde σ_m obtenu à partir de la distance séparant les deux premiers minimums de l'interférogramme correspondant :

σ'_M	:	38	:	33	:	23	:	20	:	18	:
σ_M	:	40	:	33	:	25	:	22	:	20	:

L'écart entre σ'_m et σ_M est toujours inférieur à 10 %. Nous pouvons donc très facilement déterminer directement à partir de l'interférogramme la longueur d'onde moyenne du massif d'émission avec une erreur inférieure à 10 %.

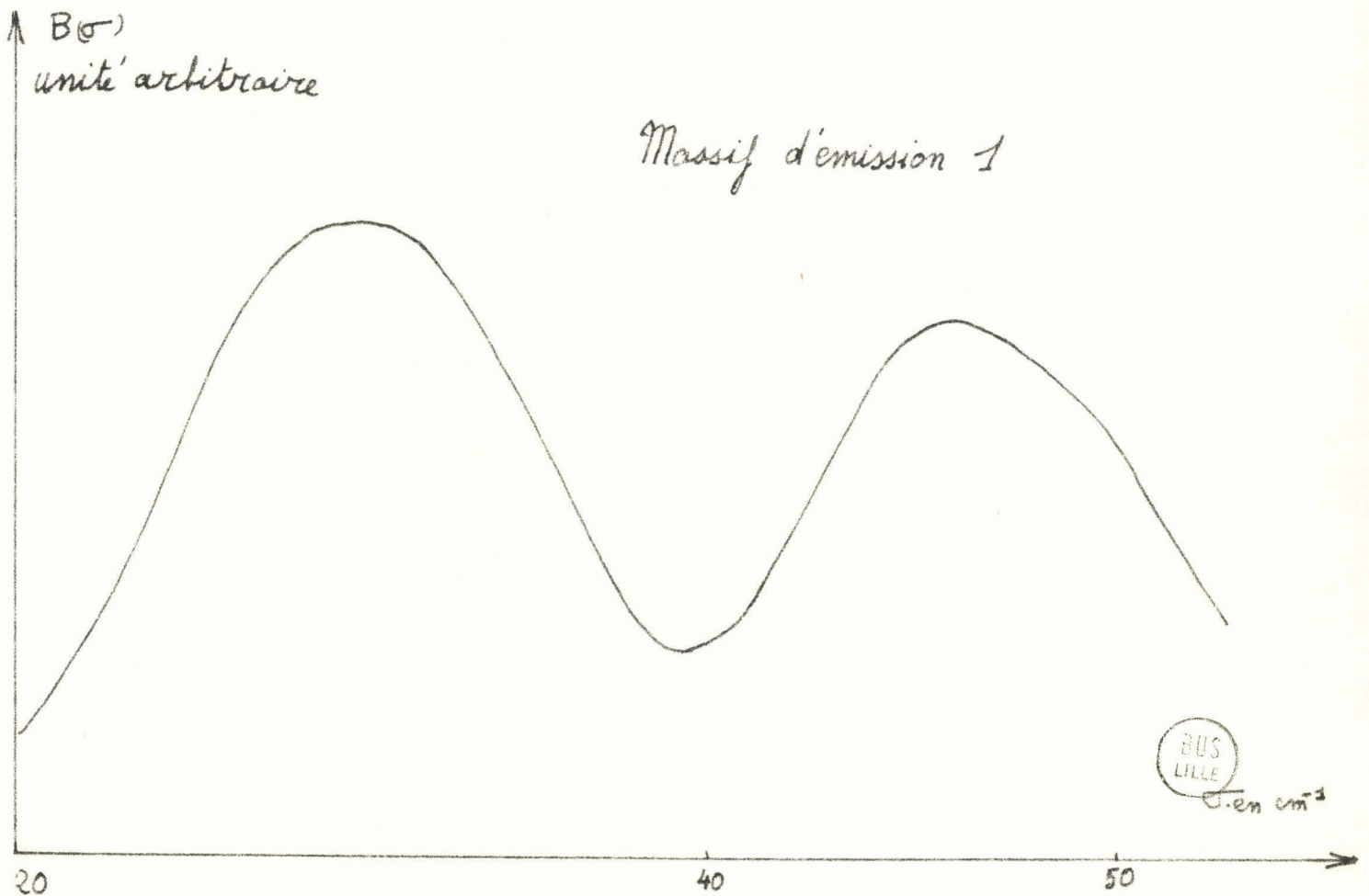
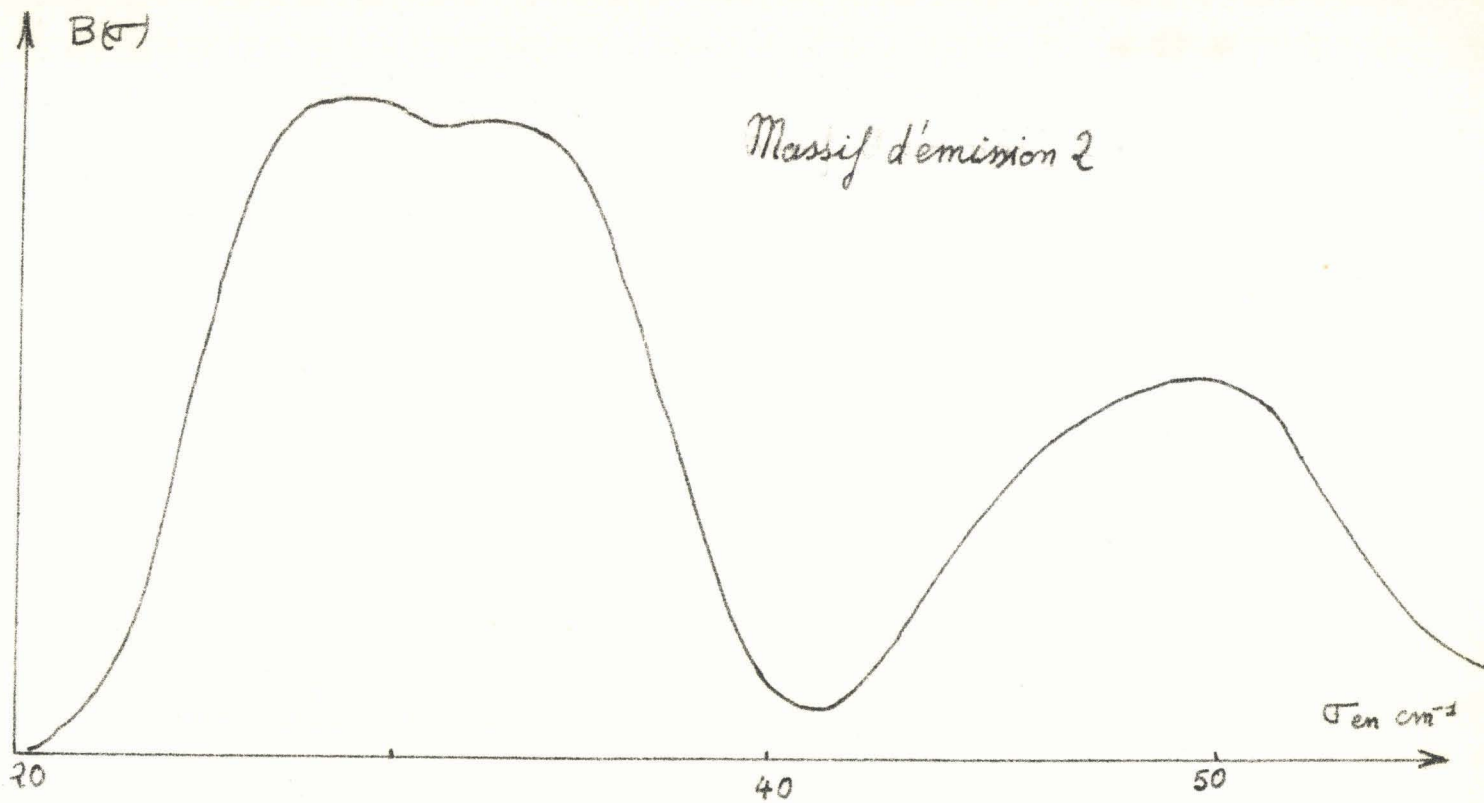
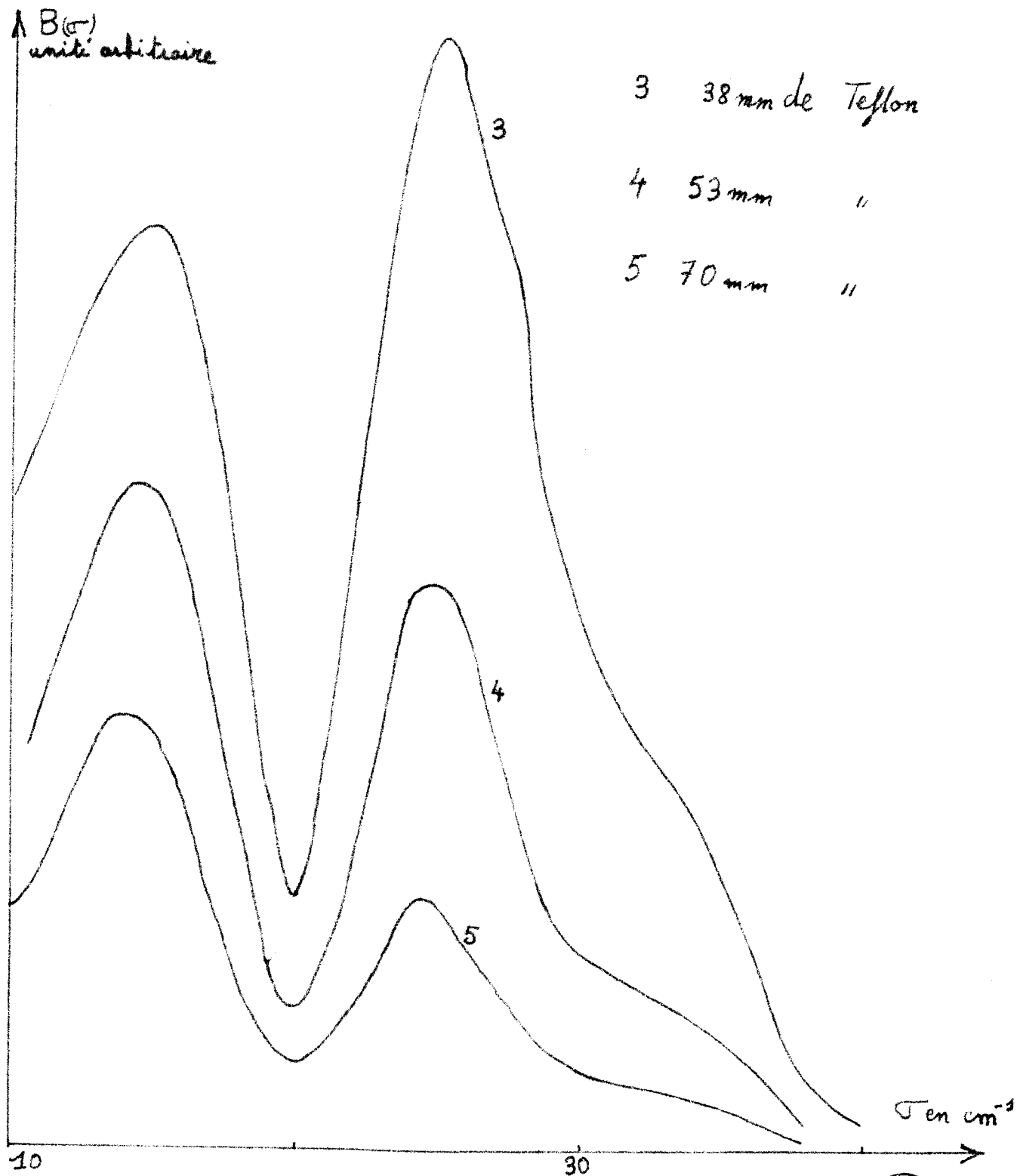


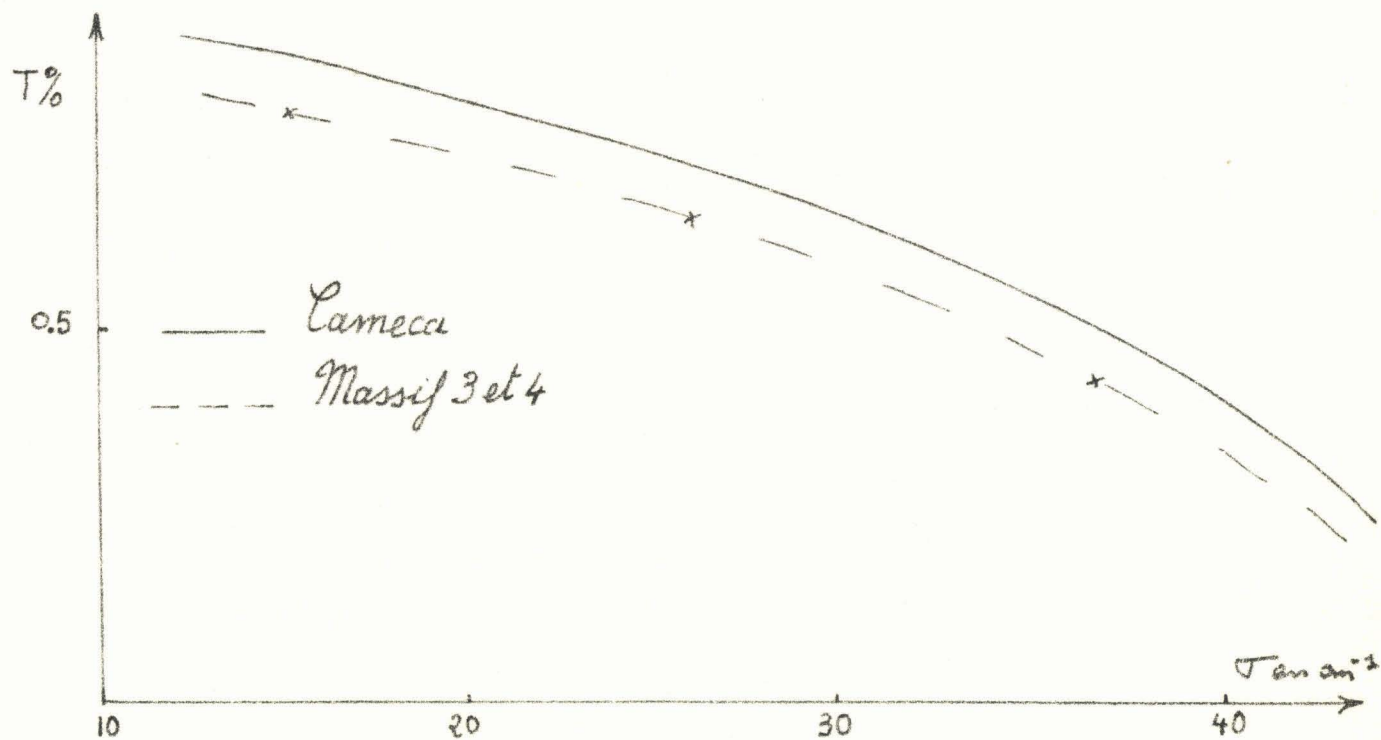
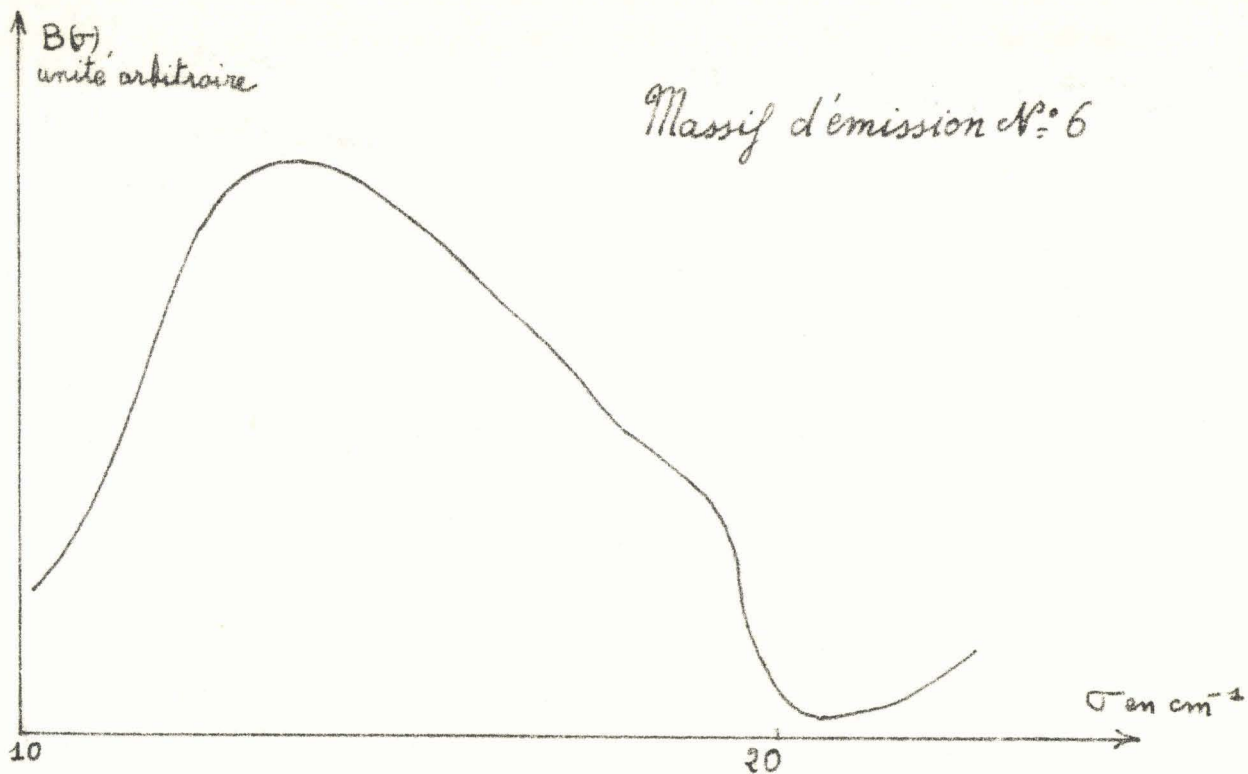
Fig 25



Massif d'émission de la source vue à travers
 des épaisseurs variables de Teflon

Fig 26





Courbe de transmission du Teflon $e = 15\text{mm}$

Fig 27



CONCLUSION

L'appareillage réalisé fonctionne en spectromètre de façon satisfaisante. Dans la pratique l'exploitation de cette technique est assez longue car il faut enregistrer l'interférogramme, relever n points sur cet interférogramme et enfin perforer les n cartes correspondantes.

C'est pourquoi nous avons simplement cherché à vérifier le bon fonctionnement de l'appareil sans pour cela essayer d'atteindre la limite de ses possibilités, en particulier en ce qui concerne la résolution.

CHAPITRE III

METHODE GENERALE

DE

DETERMINATION DE ϵ^*

C H A P I T R E I I I

METHODE GENERALE DE DETERMINATION DE ϵ^*

III.1 PRINCIPE

Le liquide polaire à étudier, caractérisé par son indice $n(\sigma)$ et son coefficient d'absorption $\alpha(\sigma)$, est placé dans la cellule de mesure (fig. 28). Nous nous proposons de déterminer l'expression de la puissance $P(x)$ reçue par le détecteur, en fonction de l'abscisse x du miroir 2 lorsque la cellule de mesure contient une hauteur h de liquide donné. Soient $\rho_{12} e^{j\phi_{12}}$ le coefficient de transmission du dioptre air liquide et $\rho_{21} e^{j\phi_{21}}$ celui du dioptre liquide air. Dans ces conditions, pour une source monochromatique, l'onde provenant de la cellule de mesure est de la forme :

$$\vec{E}_1 = E(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{j(\phi_{12} + \phi_{21})} e^{-2\alpha(\sigma)h} e^{j4\pi hn(\sigma)}$$

celle provenant de la cellule de référence :

$$\vec{E}_2 = E(\sigma) e^{j4\pi x \sigma}$$

d'où

$$P_\sigma(x) = \left| \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \right|^2 \quad E^2(\sigma) = B(\sigma)$$

et pour une source non monochromatique :

$$P(x) = \int_0^\infty B(\sigma) \left[(\rho_{12}^2 \rho_{21}^2 e^{-4\pi\alpha(\sigma)h} + 1) \right] d\sigma$$

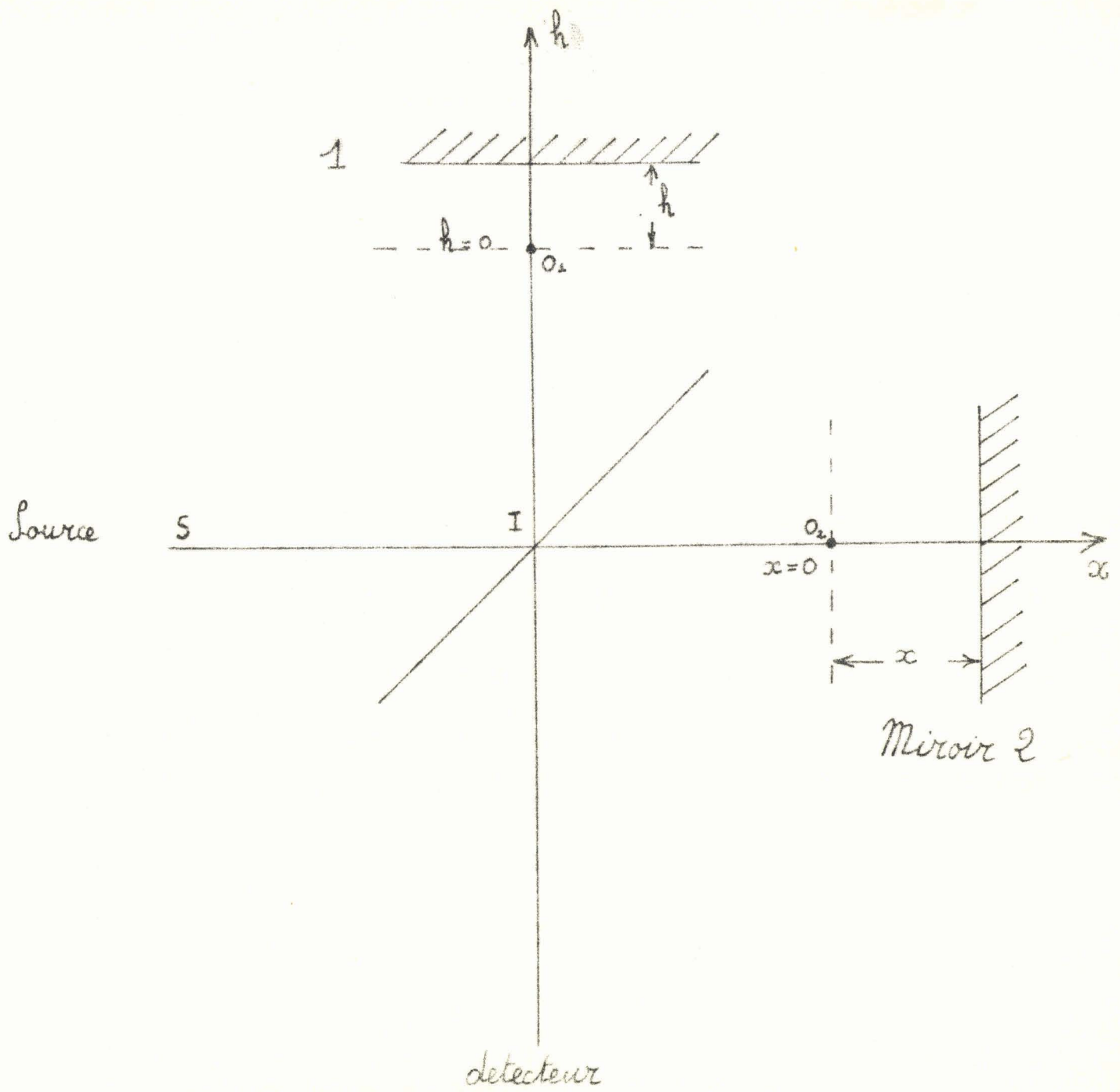


Fig 28



$$+ 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos \left[4\pi\sigma(x-n(\sigma)h) - (\phi_{12} + \phi_{21}) \right] d\sigma$$

(III.1)

d'où l'équation de l'interférogramme :

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos \left[4\pi\sigma(x-n(\sigma)h) - [\phi_{12} + \phi_{21}] \right] d\sigma \quad \text{(III.2)}$$

La théorie des intégrales de Fourier permet d'écrire :

$$2 B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} = \sqrt{P^2(\sigma) + Q^2(\sigma)} \quad \text{(II.3)}$$



où $P(\sigma)$ et $Q(\sigma)$ sont respectivement les transformées de Fourier en sinus et cosinus de l'interférogramme.

$$4\pi\sigma n(\sigma)h - (\phi_1 - \phi_2) = \text{Artg} \frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)} \quad \text{(II.4)}$$

L'équation III.2 montre que l'on peut déterminer α fonction de σ si l'on enregistre deux interférogrammes pour deux hauteurs h_1 et h_2 de liquides, en effet nous avons :

$$2 B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h_1} = \sqrt{P_1^2(\sigma) + Q_1^2(\sigma)}$$

$$2 B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h_2} = \sqrt{P_2^2(\sigma) + Q_2^2(\sigma)}$$

$$d'où \alpha(\sigma) = \frac{1}{2(h_2 - h_1)} \log \sqrt{\frac{P_2^2(\sigma) + Q_2^2(\sigma)}{P_1^2(\sigma) + Q_1^2(\sigma)}} \quad (III.5)$$

L'équation III.3 permet de calculer $n(\sigma)$

$$n(\sigma) = \frac{1}{4\pi\sigma h} \operatorname{arctg} \frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)} + \frac{\phi_1 + \phi_2}{4\pi\sigma h} + \frac{h\pi}{4\pi\sigma h} \quad (III.6)$$

Les formules III.5 et III.6 constituent les points de départ des détermination de α et n

III.2 DETERMINATION DE $\alpha(\sigma)$

La détermination de α d'après la formule (III.5) nécessite la connaissance de deux interférogrammes correspondant à deux hauteurs différentes de liquides. Les durées d'enregistrement et du calcul des transformées de Fourier en sinus et cosinus de chacun des ces interférogrammes sont importantes. Etant donné que le Caméca permet d'effectuer directement la mesure de $\alpha(\sigma)$ nous ne nous sommes pas intéressés à cette détermination.

III.3 DETERMINATION DE $n(\sigma)$ (1) (2) (10)

La détermination de $n(\sigma)$ s'effectue à partir de la formule (III.6). Il est intéressant de mettre cette équation sous une autre forme en faisant apparaître une détermination principale de $n(\sigma)$ soit \bar{n} obtenu à partir de l'équation (III.2). Si l'on suppose que $n(\sigma)$ est indépendant de $(n(\sigma) = \bar{n})$ et que $\phi_{12} + \phi_{21}$ est négligeable (nous justifierons cette approximation par la suite). L'équation (III.2) s'écrit :

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos 4\pi\sigma(x-h) d\sigma$$

Cette expression de $I(x)$ montre que l'interférogramme est symétrique par rapport à $x = nh$ et qu'il est maximum pour cette valeur.

Pour les liquides polaires étudiés les variations de n sont telles que l'on peut toujours déterminer la valeur de x correspondant au maximum de l'interférogramme, A cette valeur x_m , nous associons une valeur \bar{n} de l'indice $\bar{n} = \frac{x_m}{h}$ que nous appelons indice moyen. $n(\sigma)$ s'écrit alors : $n(\sigma) = \bar{n} + \Delta n(\sigma)$

En effectuant dans l'équation III.2 le changement de variable $x' = x - \bar{n}h$, on obtient :

$$I(x') = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos \left[4\pi\sigma(x' - \Delta n(\sigma)h + (\phi_{12} + \phi_{21})) \right] d\sigma$$

(III.7)

on en déduit :

$$\Delta n(\sigma) = \frac{1}{4\pi\sigma h} \operatorname{arctg} \frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)} + \frac{(\phi_{12} + \phi_{21})}{4\pi\sigma h} \mp \frac{h\pi}{4\pi\sigma h} \quad (\text{III.8})$$

et $n(\sigma) = \bar{n} + \Delta n(\sigma)$

Cette équation permet de déterminer les variations de $n(\sigma)$ tandis que la valeur moyenne est obtenue directement en repérant les positions du maximum de l'interférogramme.

L'équation (III.8) montre que la détermination de $n(\sigma)$ implique la connaissance du déphasage $\phi_{12} + \phi_{21}$ introduit par la traversée des dioptrés air.liquide et liquide.air.

Le liquide est caractérisé par $\alpha(\sigma)$ et $n(\sigma)$ ou encore par $\sqrt{\epsilon^*} = B - jA$. L'onde est normale au dioptre et le coefficient de transmission s'écrit :

$$\rho_{12} e^{j\phi_{12}} = \frac{2\sqrt{\epsilon^*}}{1 + \sqrt{\epsilon^*}}$$

et

$$\rho_{21} e^{j\phi_{21}} = \frac{2\frac{1}{\sqrt{\epsilon^*}}}{1 + \frac{1}{\sqrt{\epsilon^*}}}$$

d'où

$$\rho_{12} \rho_{21} e^{j(\phi_{12} + \phi_{21})} = \frac{4}{(1 + \sqrt{\epsilon^*}) (1 + \frac{1}{\sqrt{\epsilon^*}})}$$

en développant cette expression en fonction de A et B on obtient :

$$\text{tg}(\phi_{12} + \phi_{21}) = \frac{A(B^2 + A^2 - 1)}{(2 + B)(B^2 + A^2) + B}$$

Dans la région du spectre exploré et pour les liquides polaires étudiés nous avons constaté que B était compris entre 1,3 et 1,7 et que ses variations étaient inférieures à 5 %. Par contre le coefficient A varie assez rapidement mais il reste toujours inférieur à 0,1. Dans ces conditions $\text{tg}(\phi_{12} + \phi_{21})$ est toujours inférieur à 0,05 soit :

$$\phi_{12} + \phi_{21} < 0,05$$

Si bien que dans l'équation (III.8) le terme $\frac{\phi_{12} + \phi_{21}}{4\pi\sigma h}$ reste toujours négligeable devant :

$$\frac{1}{4\pi\sigma h} \operatorname{Arctg} \frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)}$$

On obtient alors :

$$\Delta n(\sigma) = \frac{1}{4\pi\sigma h} \operatorname{Artg} \frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)} + \frac{h\pi}{4\pi\sigma h} \quad (\text{III.9})$$

Le programme permettant le calcul de $n(\sigma)$ est réalisé à partir de cette formule.

III.4 PROGRAMME DE CALCUL

Le calcul de $n(\sigma) = \bar{n} + \Delta n(\sigma)$ nécessite la connaissance de l'interférogramme pour x' variant de -1 à $+1$, donc pratiquement sur une longueur d'onde de celle utilisée pour la détermination de $B(\sigma)$.

Le programme de calcul a été réalisé en langage ALGOL pour IBM 1620. La fonction d'apodisation utilisée est la même que précédemment.

Le calcul se déroule de la façon suivante

On relève $2N + 1$ valeurs équidistantes de l'interférogramme réparties symétriquement par rapport au maximum de celui-ci soit $I(-N) \dots I(0) \dots I(N)$

Ces valeurs sont apodisées à l'aide de $A(x)$

$$A(-N) \dots I(0) A(0) \dots I(N) A(N)$$

Nous calculons ensuite pour une valeur donnée de σ

$$\cos 4\pi\sigma h \dots \dots \dots \cos 4\pi\sigma Nh$$

et $\sin 4\pi\sigma h \dots \dots \dots \sin 4\pi\sigma Nh$

nous en déduisons P et Q.

$$P(\sigma) = \left[I(1) - I(-1) \right] \sin 4\pi\sigma h + \dots (I(N) - I(-N)) \sin 4\pi\sigma Nh$$

$$Q(\sigma) = (I(0) + \left[I(1) + I(-1) \right] \cos 4\pi\sigma h + \dots (I(N) + I(-N)) \cos 4\pi\sigma Nh$$

et enfin :

$$B(\sigma) = \sqrt{P^2(\sigma) + Q^2(\sigma)}$$

$$\Delta n(\sigma) = \frac{1}{4\pi\sigma h} \operatorname{Arctg} \frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)}$$

III.5 VERIFICATION THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU PROGRAMME DE CALCUL DE $n(\sigma)$

La vérification du programme a été effectuée à l'aide de l'interférogramme suivant

$$I(x) = \left(\frac{\sin 2 \pi \sigma M x^2}{2 \pi \sigma M x} \right)^2$$

correspondant à un massif d'émission de la forme $B(\sigma) = K \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_M} \right)$
 $0 < \sigma < \sigma_M$ fig. 29.

Nous avons simulé une variation d'indice uniforme, c'est à dire indépendante de σ en prenant comme origine sur l'interférogramme non plus $x = 0$ (max de $I(x)$) mais $x = x_0$. La quantité h , hauteur de liquide est ici fictive, nous l'avons prise égale à l'unité (fig; 30)

Dans ces conditions $\Delta n(\sigma)$ obtenu par le calcul doit être indépendant ^{de} σ et égal à x_0 (fig. 31)

Les valeurs numériques utilisées sont les suivantes.

$\sigma_M = 20$ ($\lambda M = 0,05 \text{ cm}$) pour $k = 0,0041 \text{ cm}$; $x_0 = 0,00209 \text{ cm}$;
 Nb de points utilisés $2 \times 36 + 1$.

Nous donnons (fig. 31) le résultat obtenu.

On constate que $\Delta n(\sigma)$ est très peu différent de x_0 . Un examen plus détaillé du calcul montre que les résultats obtenus pour $\Delta n(\sigma)$ deviennent aberrants lorsque $\frac{P(\sigma)}{Q(\sigma)}$ devient voisin de 1.

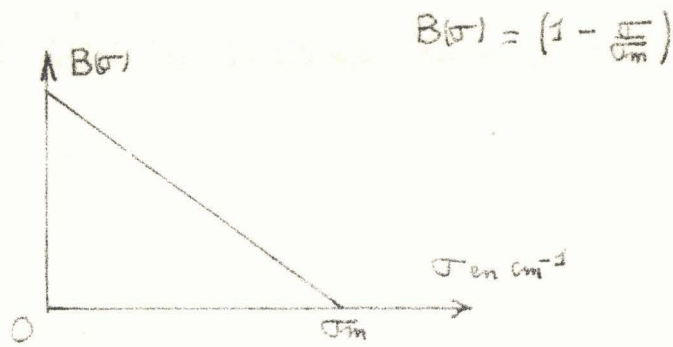
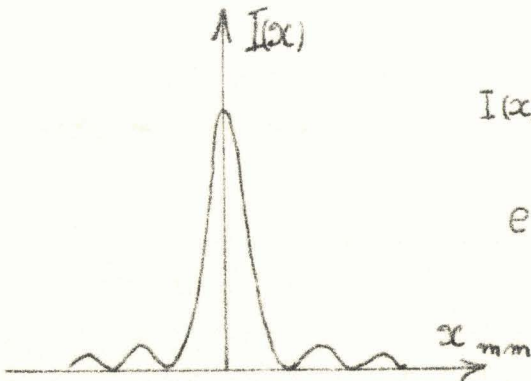


Fig 29



$$I(x) = \frac{\sin^2 X}{X^2}$$

$$e = 1 \text{ mm}$$

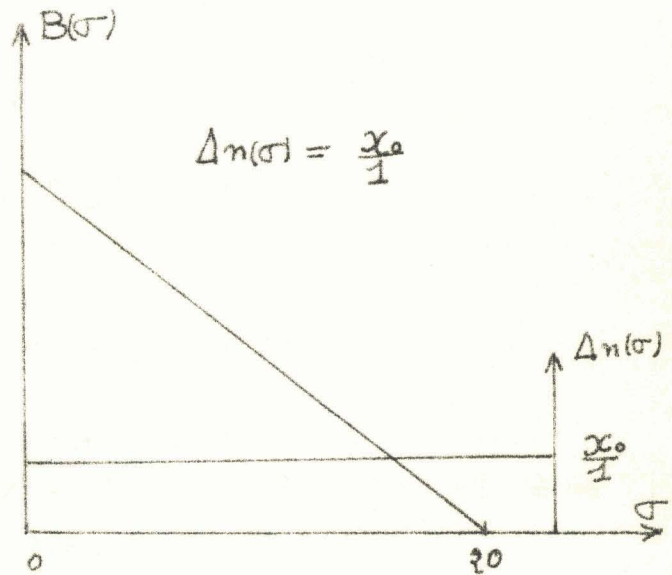
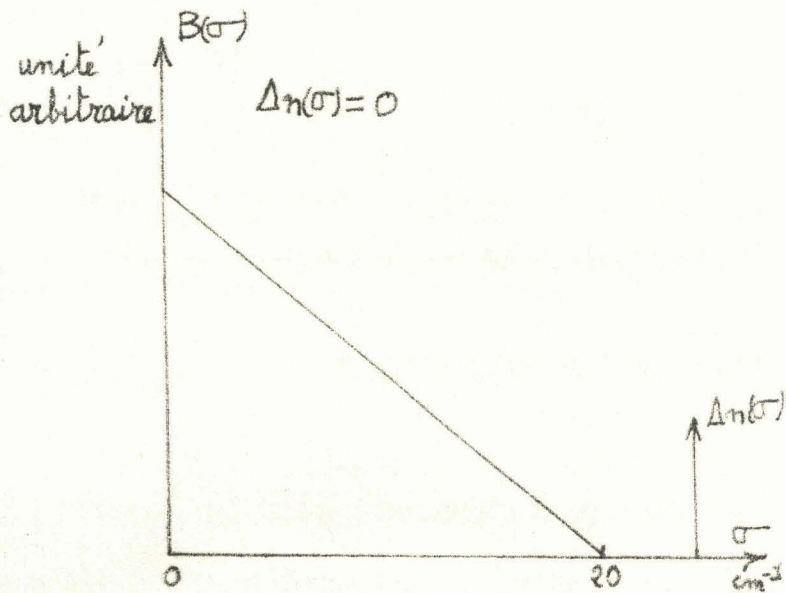
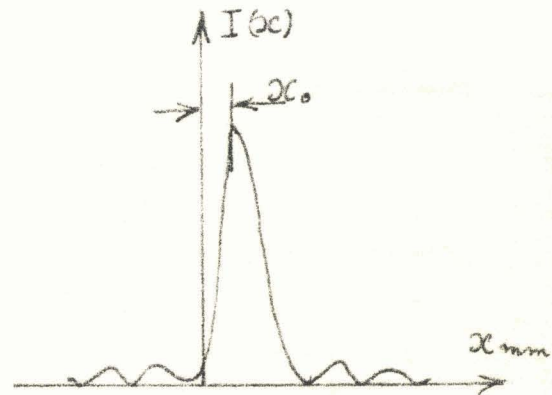


Fig 30

$$I(x) = \frac{A \sin^2 x}{x^2}$$

déplacement d'origine = 0,52 H

Pas $H = 0.0041$ Nombre de points 2.36 + 1

A B(x),
unité arbitraire

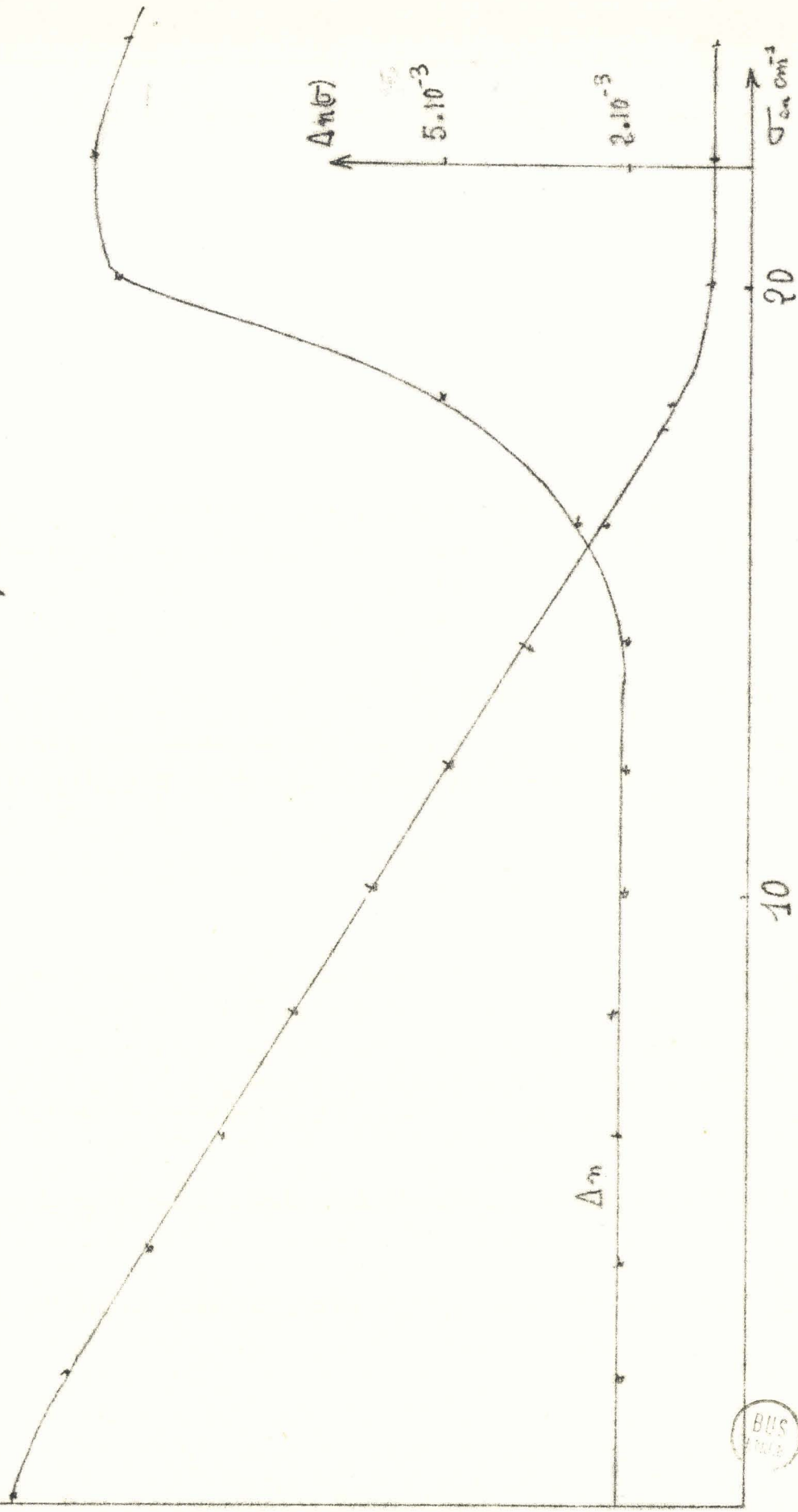


Fig 31

Enfin, nous avons employé cette méthode pour déterminer $n(\sigma)$ d'une solution de 20 % de trichloroethane dans l'hexane à 25°C. Pour cette détermination nous avons simplement éliminé les radiations de longueurs d'onde inférieures à 50μ . Dans ces conditions le domaine spectral exploré s'étend d'environ 1 mm à 100μ .

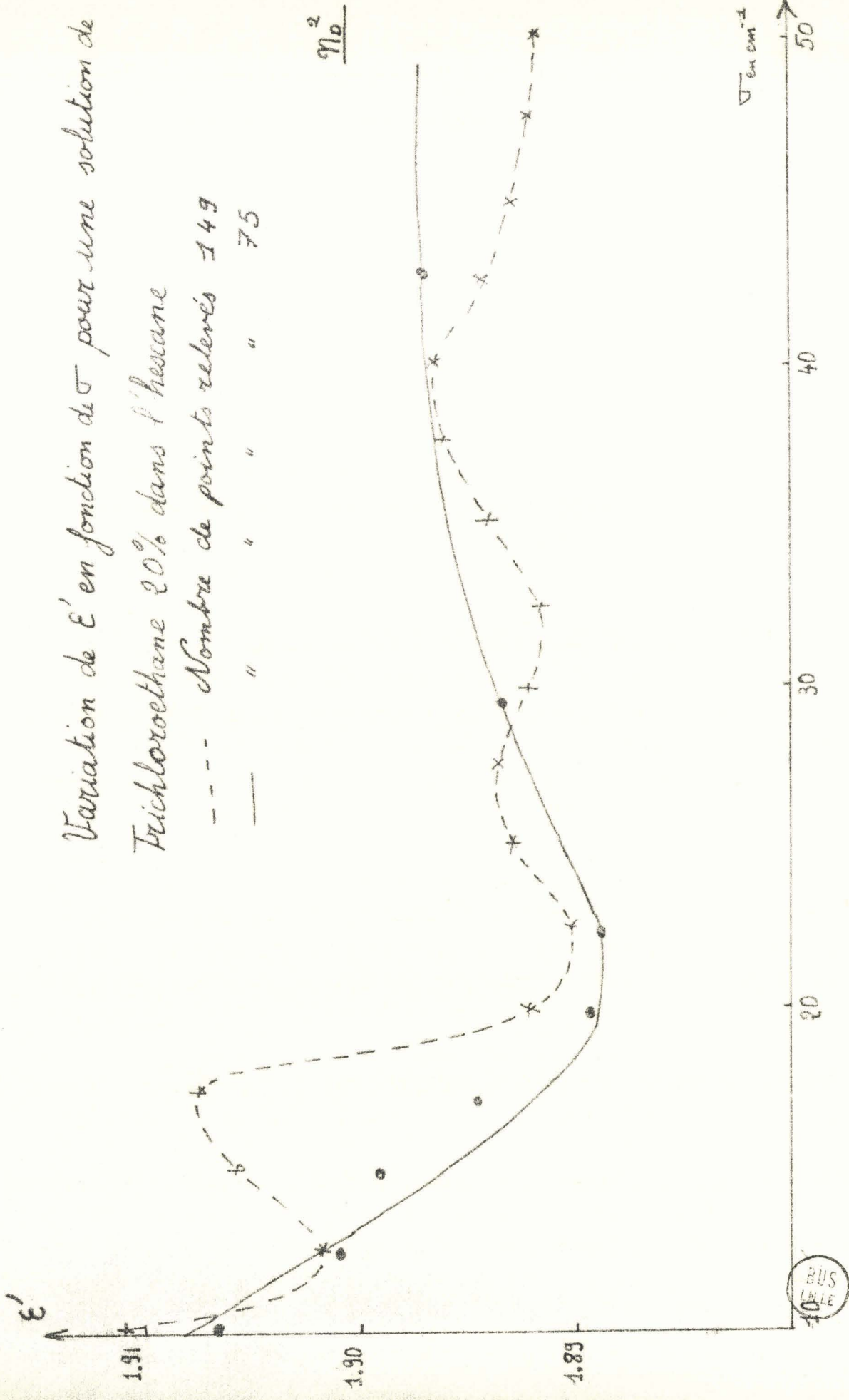
La hauteur de liquide utilisé est de 3 mm. Nous avons relevé sur l'interférogramme obtenu, 145 points distants de 0,001 cm ce qui correspond à une résolution très faible de l'ordre de 7 cm^{-1} . La limite de résolution est ici imposée par la capacité des mémoires du calculateur utilisé. L'acquisition par le laboratoire de calcul de la FACULTE DES SCIENCES DE LILLE d'un ordinateur M40 devrait permettre d'augmenter de façon considérable les possibilités de calcul. Mais dans ce cas un dispositif automatique d'enregistrement des valeurs de l'interférogramme deviendrait indispensable. La fig. III.3 présente les variations de $\epsilon' / n^2(\sigma)$ fonction de σ . La valeur obtenue par cette méthode pour $\lambda = 1 \text{ mm}$ ($\sigma = 10 \text{ cm}^{-1}$) correspond à celle déterminée directement sur le banc de mesure 1 mm équipé d'un carcinotron COE 10. A l'autre extrémité de la gamme explorée, la valeur obtenue est très peu différente de celle déterminée aux fréquences optiques à l'aide d'un réfractomètre.

Si les résultats semblent satisfaisants dans l'ensemble, un certain nombre de problèmes restent posés : en particulier, le choix de la fonction d'apodisation. En effet, les ondulations apparaissant sur la fig. III.3 semblent liées à la fonction d'apodisation.

En conclusion cette méthode semble très intéressante, mais nécessite, pour une exploitation rationnelle, un matériel d'enregistrement automatique des valeurs de l'interférogramme, c'est à dire un moteur pas à pas associé à un voltmètre numérique et à une perforatrice à ruban. Toutefois, cette méthode reste toujours longue et c'est pourquoi nous avons essayé de mettre au point une méthode simplifiée, plus rapide, et ne nécessitant pas l'intervention d'un calculateur.

Variation de ϵ' en fonction de σ pour une solution de
 Trichloroethane 20% dans l'hexane

--- Nombre de points relevés 149
 — " " " 75



BUS
 LILLE

Fig 32

CHAPITRE IV

METHODE SIMPLIFIEE

C H A P I T R E I V

METHODE SIMPLIFIEE

La détermination de ϵ^x à partir de l'analyse de Fourier de l'interférogramme est d'un intérêt certain mais, pour les études que nous envisageons, elle semble trop compliquée.

En effet, les corps que nous nous proposons d'étudier (liquides polaires) ne présentent pas, dans cette gamme de fréquence, de variations brutales ^{tant} d'indice que du coefficient d'absorption, donc pratiquement il suffit de déterminer ces paramètres pour un certain nombre de valeurs discrètes de la fréquence. C'est cette méthode que nous nous proposons d'étudier ici. Dans le premier paragraphe, nous en exposons le principe qui suppose l'utilisation de massifs de faibles largeurs. Nous montrons dans le deuxième paragraphe comment on peut obtenir de tels massifs. Cette méthode exige des conditions d'application assez sévères ; elle reste néanmoins très intéressante car il est facile de vérifier grâce à l'interférogramme si elles sont remplies ou non. Ce contrôle fait l'objet du troisième paragraphe. Enfin dans la quatrième partie nous exposons la mode opératoire qui permet de déterminer κ et n .

IV.1. PRINCIPE DE LA METHODE SIMPLIFIEE

Reprenons les formules établies au chapitre précédent

$$P(x) = \int_0^{\infty} B(\sigma) (\rho_{12}^2 - \rho_{21}^2 e^{-4\kappa(\sigma)h} + 1) d\sigma +$$

$$+ 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos 4\pi\sigma(x-n(\sigma)h) d\sigma$$

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos 4\pi\sigma(x-n(\sigma)h) d\sigma$$

Si nous supposons que α et n sont des constantes c'est à dire sont indépendantes de σ , ces relations s'écrivent :

$$I(x) = e^{-4\alpha h} \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12}^2 \rho_{21}^2 d\sigma + \int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma + 2e^{-2\alpha h} \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 4\pi\sigma(x-nh) d\sigma$$

(IV.1)

$$I(x) = 2e^{-2\alpha h} \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} \cos 4\pi\sigma(x-nh) d\sigma \quad (IV.2)$$

L'expression IV.2 montre que $I(x)$ est maximum pour $x = nh$.
Donc si nous relevons pour deux hauteurs de liquide h_1 et h_2 la position du maximum des interférogrammes soient $(x_1$ et x_2 ; nous avons :

$$n = \frac{x_2 - x_1}{h_2 - h_1}$$

On remarque que l'amplitude maximum de l'interférogramme c'est à dire celle obtenue pour $x = nh$ est proportionnelle à $e^{-2\alpha h}$. Pour déterminer α il suffit de relever l'amplitude maximum de l'interférogramme correspondant à deux hauteurs de liquide h_1 et h_2 :

$$\frac{I h_1 \text{ Max}}{I h_2 \text{ Max}} = e^{-2 \alpha (h_1 - h_2)}$$

d'où

$$\alpha = \frac{I}{2 (h_2 - h_1)} \log \frac{I h_1}{I h_2}$$

De même à partir de l'expression (IV.1) nous pouvons encore déterminer α . En effet, $I(x)$ tend vers zéro pour $x \rightarrow \infty$ donc pour une hauteur donnée de liquide h_1 et pour $x = \infty$ l'équation IV.1 s'écrit :

$$P_{h_1}(\infty) = e^{-4 \alpha h} \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12}^2 \rho_{21}^2 d\sigma + \int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma$$

pour $h \rightarrow \infty$ on obtient :

$$P_{\infty}(\infty) = \int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma$$

Si nous repérons alors $P_h(\infty)$ pour une hauteur h_2 nous obtenons α , en effet :

$$e^{-4 \alpha (h_1 - h_2)} = \frac{P_{h_1}(\infty) - P_{\infty}(\infty)}{P_{h_2}(\infty) - P_{\infty}(\infty)} \quad (\text{IV.4})$$

Ces déterminations, extrêmement simples, ne font appel qu'à une seule hypothèse. Il faut que α et n soient indépendants de σ .

Afin de nous rapprocher le plus possible de ces conditions nous avons essayé d'obtenir des massifs d'émission suffisamment étroits pour que les variations de α et n, y soient négligeables. Il est clair que ces massifs doivent cependant conserver une largeur appréciable afin que l'énergie disponible reste suffisante.

IV.2 OBTENTION D'UN MASSIF DE FAIBLE LARGEUR

Le spectre d'émission de la lampe à vapeur de mercure s'étend de l'ultra violet jusqu'à 1 mm de longueur d'onde. Notre but est d'obtenir 5 ou 6 massifs d'émission de faibles largeurs centrés sur des longueurs d'onde comprises entre 100 μ et 1 mm.

A cette fin, nous avons entrepris à l'aide du spectromètre infrarouge Cameca, l'étude de divers filtres (33).

Nous avons étudié notamment (fig. 33)

- le mica
- le verre
- le quartz dépoli
- le polythène noir
- papier photographique
- différents types de papier notés I. II. III. IV.

Nous remarquons que tous les filtres étudiés sont du type passe haut.

La longueur d'onde de coupure de ces filtres varie de

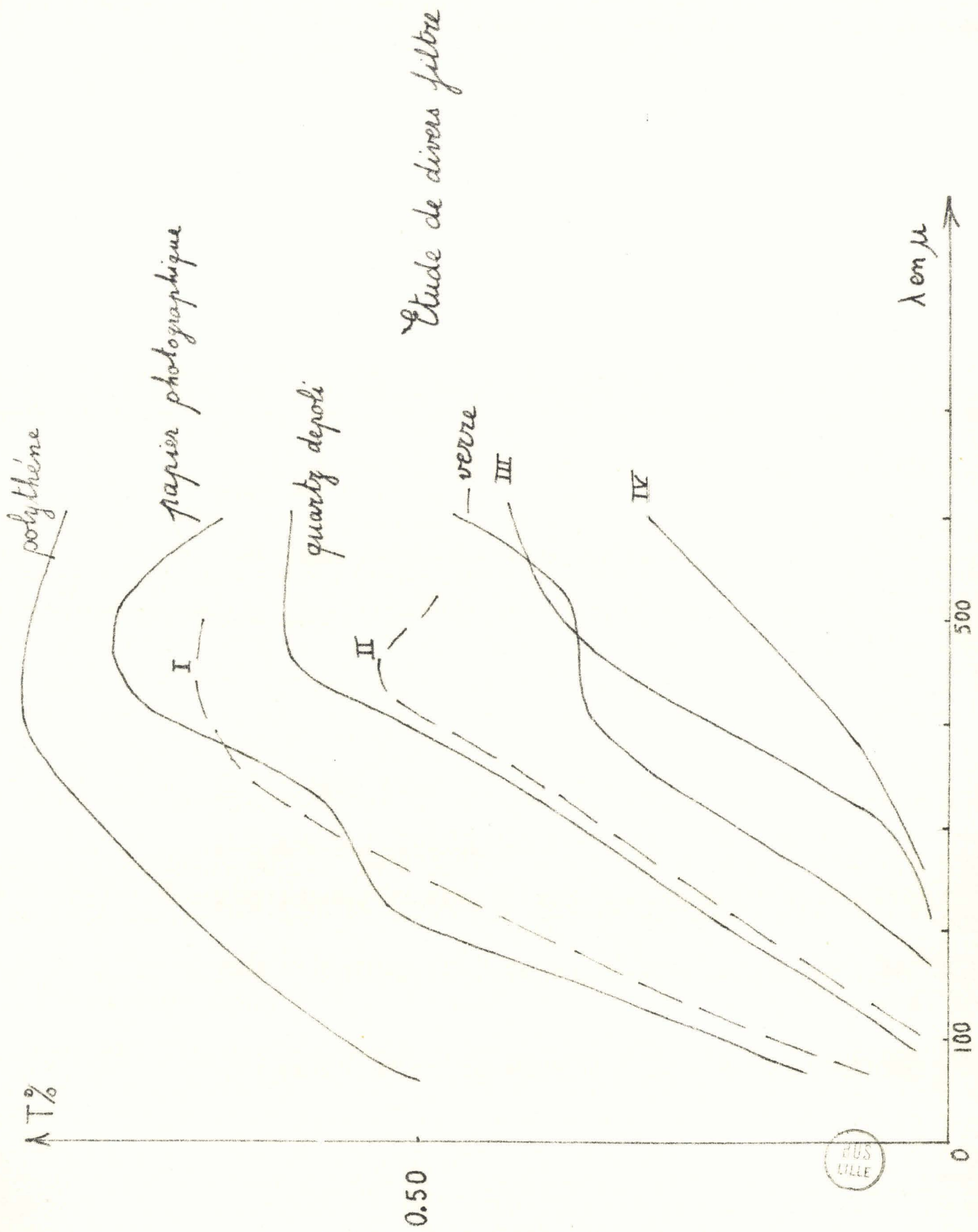
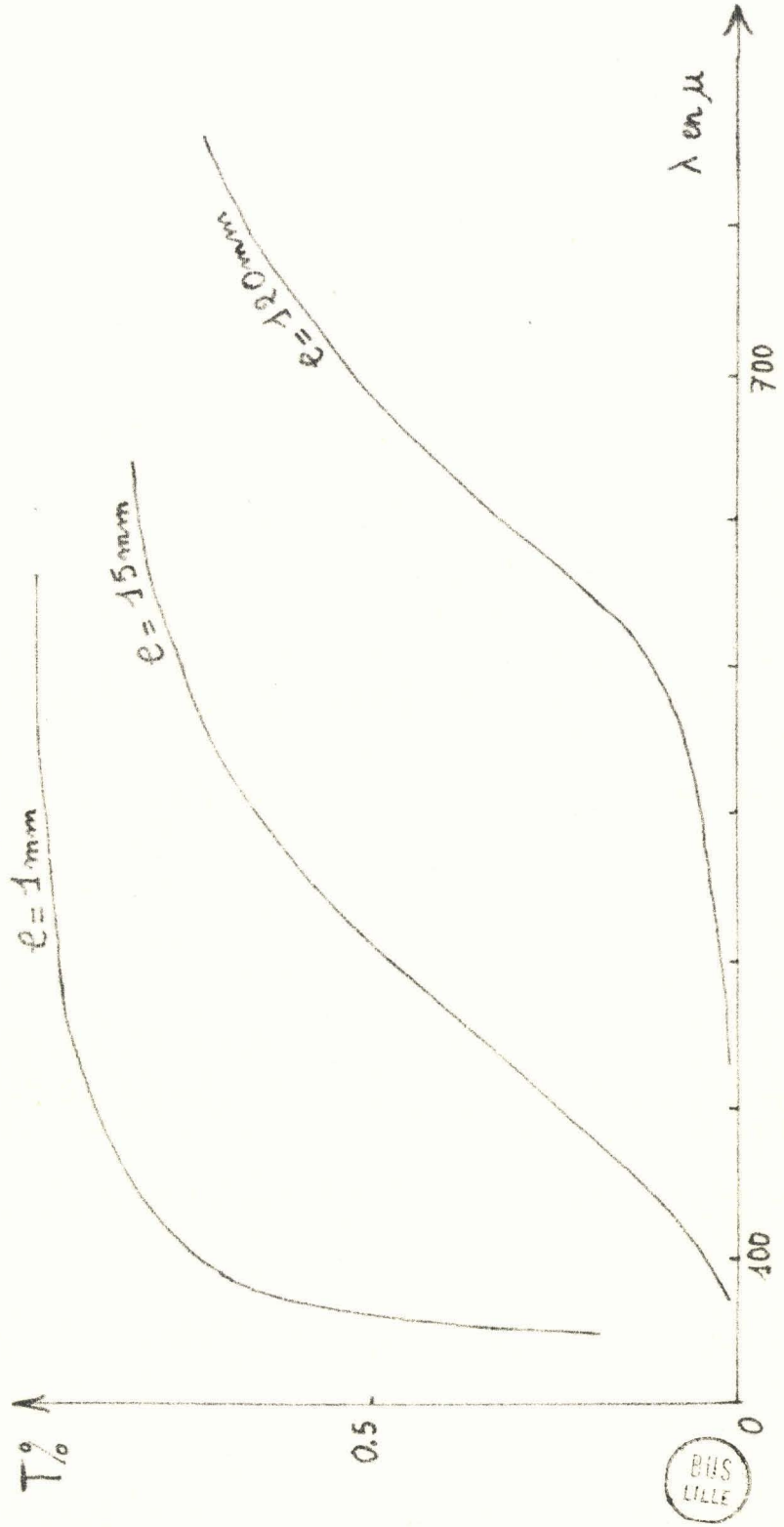


Fig 39

POUS
LILLE

Fig 34



BIS
LILLE

Courbes de transmission du Teflon

50 μ à 200 μ . Le filtre le plus efficace que nous ayons étudié est le téflon. On peut, en faisant varier l'épaisseur, augmenter la longueur d'onde de coupure λ_c (λ_c correspond à une valeur du coefficient de transmission égale au 1/5 du coefficient de transmission maximum).

10 mm de téflon $\lambda_c = 200 \mu$

20 mm de téflon $\lambda_c = 250 \mu$

De plus, même avec des épaisseurs importantes, le coefficient de transmission reste élevé pour des longueurs d'onde supérieures à λ_c . (fig. 34).

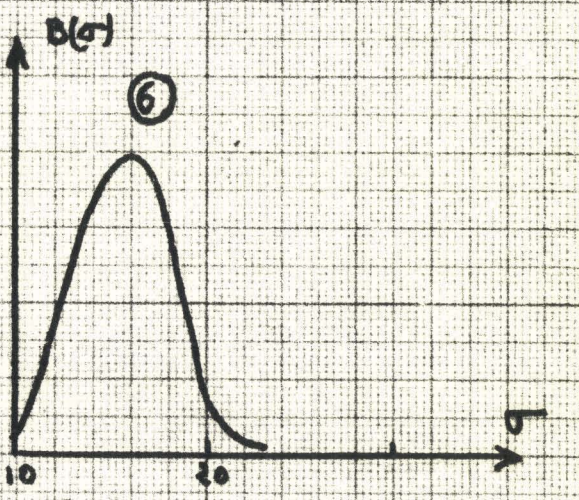
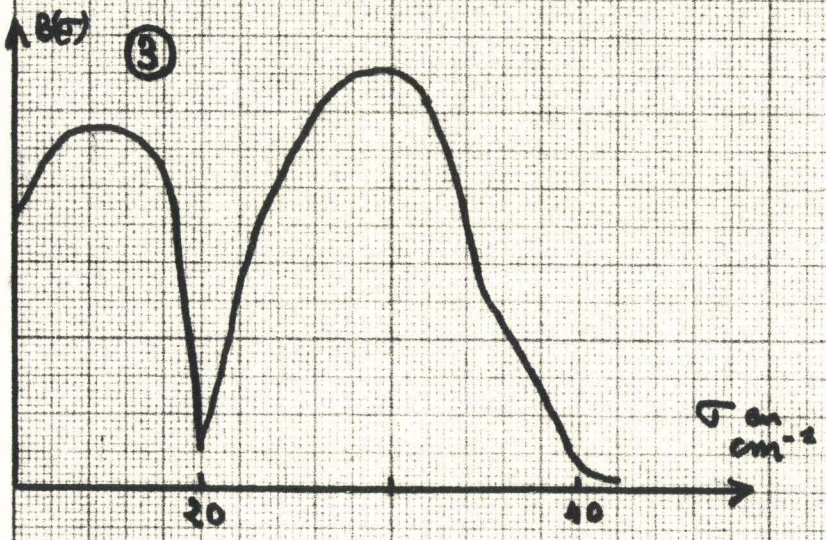
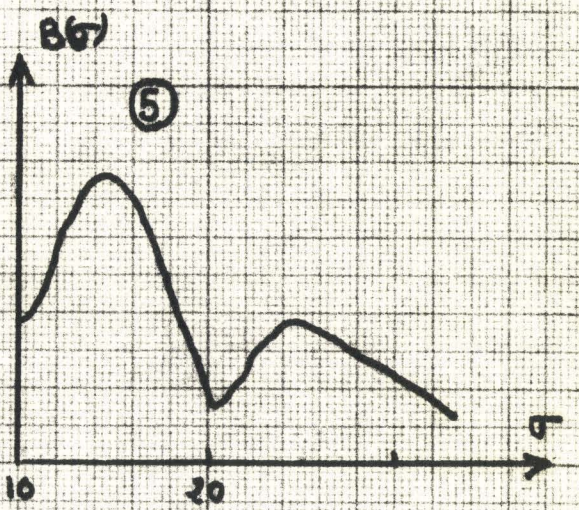
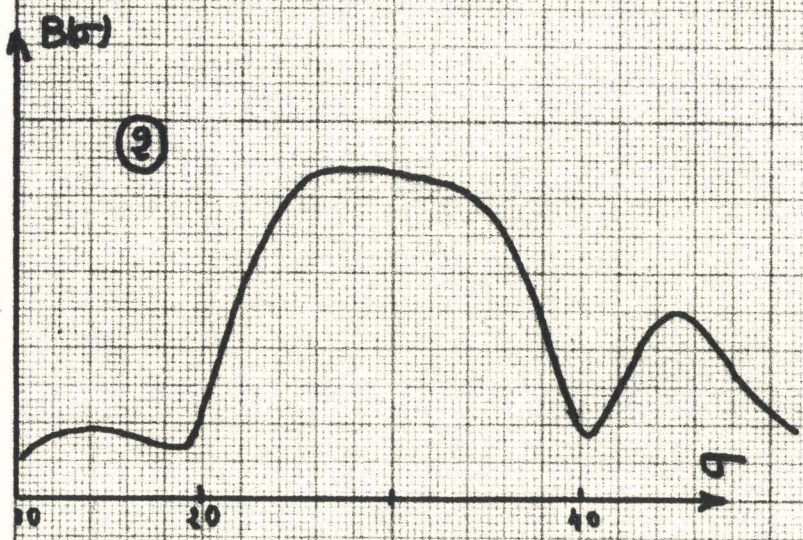
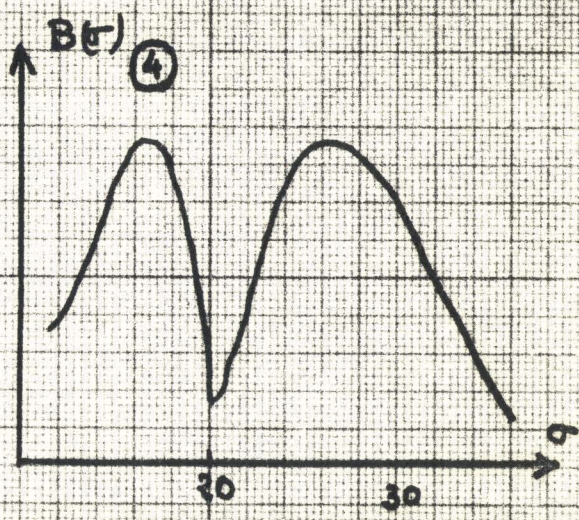
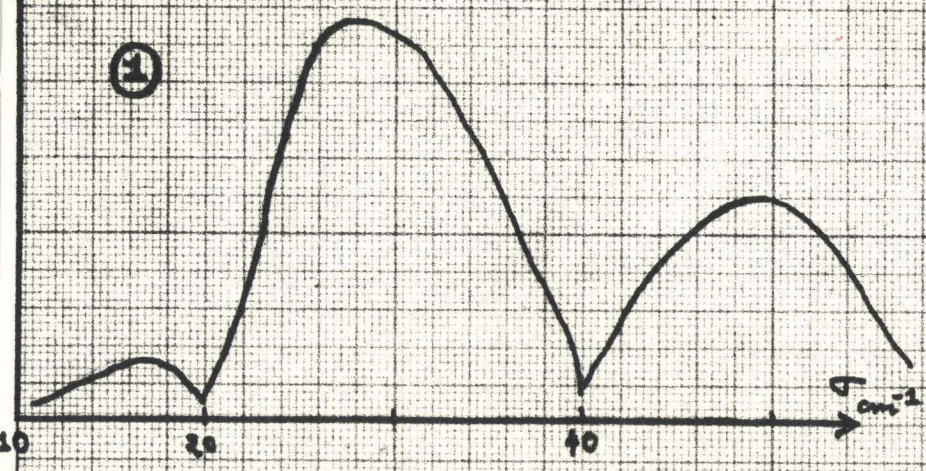
Notre problème serait alors entièrement résolu si nous possédions un filtre analogue mais du type passe bas, malheureusement nous n'en avons pas trouvé. Cependant en première approximation le spectre d'émission de la lampe à vapeur de mercure obéit à la loi du corps noir $B = Kf^2$. Pratiquement le spectre d'émission de la source sera limité du côté des basses fréquences par la loi du corps noir et du côté des hautes fréquences par le téflon. Par conséquent, en augmentant l'épaisseur du téflon on obtient des massifs de plus en plus étroits, centrés sur des longueurs d'onde croissantes.

L'ensemble des massifs obtenus est présenté figure 34. On constate qu'ils sont pour la plupart relativement étendus. Nous avons déterminé pour chacun d'eux la largeur à mi hauteur $\Delta\sigma$ et le nombre d'onde moyen σ_m

$$\sigma_m \left(\int_{\sigma_m}^{\sigma_m} B(\sigma) d\sigma \right) = \left(\int_{\sigma_m}^{\sigma_m} B(\sigma) d\sigma \right)$$

Massif N°	1	2	3	4	5	6
$\Delta\sigma$	18	14	?	?	10	8
σ_m	40	33	25	20	18	14

A(6) unit arbitraire



Massifs d'emissions Fig 34'



Tous les massifs obtenus présentent un minimum accusé vers 20 cm^{-1} , avec en plus pour les massifs 1 et 2 un autre minimum vers 40 cm^{-1} . Les minimums correspondent à des raies d'absorption de la Vapeur d'eau. On pourrait, pour améliorer le profil des massifs d'émission travailler sous vide ou ce qui semble plus simple sous atmosphère desséchée. L'appareil perdrait beaucoup de sa simplicité d'emploi. Ces minimums sont toutefois intéressants car la variation du nombre d'onde moyen σ_m qui entraîne un filtre en téflon d'épaisseur donnée est plus importante avec de tels profils d'émission que des profils continus. En particulier le minimum centré sur 20 cm^{-1} permet d'obtenir sans perte d'énergie excessive le massif 6 centré sur 15 cm^{-1} et dont le profil est conforme à ce que nous souhaitons, à savoir faible largeur et contour régulier.

En conclusion, nous avons obtenu deux massifs (2 et 6) qui satisfont de façon convenable aux conditions imposées. L'utilisation des massifs 1, 2, 3, 4 est plus délicate ; il faut d'abord s'assurer que les variations de α et n ^{nt} reste faibles dans la gamme de fréquence couverte. Il se trouve que cette vérification est non seulement possible mais très rapide. Nous allons en exposer le principe dans le paragraphe suivant.

IV.3 LIMITES DE VALIDITE DE LA METHODE

IV.3.1. Variation d'indice

Si nous reprenons l'expression III.

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos 4\pi \sigma (x - n(\sigma)h) d\sigma$$

Nous remarquons que $I(x)$ est symétrique seulement si n est indépendant de σ .

Si nous introduisons \bar{n} , l'équation s'écrit :

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos \left[4\pi\sigma(x - \bar{n}h) - 4\pi\sigma\Delta n(\sigma)h \right] d\sigma$$

$$I(x) = 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} \cos(4\pi\sigma\Delta n h x) \cos 4\pi\sigma(x - \bar{n}h) \\ + 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h} (\sin 4\pi\sigma\Delta n h) \sin 4\pi\sigma(x - \bar{n}h) d\sigma$$

En posant :

$$x' = x - \bar{n}h \text{ et } A(\sigma) = B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} e^{-2\alpha(\sigma)h}$$

$$I(x') = 2 \int_0^{\infty} A(\sigma) \cos(4\pi\sigma\Delta n(\sigma)h) \cos(4\pi\sigma x') d\sigma \\ + 2 \int_0^{\infty} A(\sigma) \sin 4\pi\sigma\Delta n h \sin(4\pi\sigma x') d\sigma$$

Nous pouvons caractériser la dissymétrie par l'expression

$$\frac{I(x') - I(-x')}{I(0)} = \frac{2 \int_0^{\infty} A(\sigma) \sin 4\pi\sigma\Delta n(\sigma)h \cdot \sin 4\pi\sigma x' d\sigma}{\int_0^{\infty} A(\sigma) \cos 4\pi\sigma\Delta n(\sigma)h d\sigma} \quad (\text{IV.4})$$

Il est intéressant dans la pratique d'exprimer la valeur du maximum (ou d'un majorant) du rapport

$$C = \frac{I(x) - I(-x)}{I(0)}$$

en fonction des caractéristiques du massif $(\sigma_m, \Delta\sigma)$ et de $\Delta n(\sigma) h$. La connaissance de cette expression permet, d'une part de déterminer rapidement à partir de l'interférogramme la valeur approximative de l'amplitude des variations de n dans l'intervalle spectral couvert par le massif d'émission, d'autre part d'évaluer les limites d'applications de la méthode. Nous nous proposons ici d'obtenir une estimation grossière de C .

Ce calcul peut être effectué sous certaines conditions :

$$1^\circ) A(\sigma) = A \quad \sigma_1 < \sigma < \sigma_2 \quad \Delta(\sigma) = 0 \quad \sigma < \sigma_1 \text{ et } \sigma > \sigma_2$$

$$2^\circ) 4 \pi \sigma \Delta n(\sigma) h \text{ petit } < 0,5$$

3°) $n(\sigma)$ varie linéairement en fonction de σ :

$$\Delta n(\sigma) = a(\sigma - \sigma_m) \quad \sigma_m = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \quad \Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$$

nous appelons Δn la variation totale de $\Delta n(\sigma)$

$$\Delta n = a \Delta\sigma$$

L'expression (IV.4) conduit (appendice) à l'inégalité

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} < \pi \Delta n h \cdot \frac{\Delta\sigma}{2} \quad (\text{IV.5})$$

De cette expression il faut retenir qu'en première approximation la dissymétrie est proportionnelle à $\Delta n \cdot h$ et augmente avec

h! La détermination de $\Delta n \cdot h$ à partir de (IV.5) nécessite celle de :

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)}$$

La précision sur $I(x)$ est de 3 %, on peut connaître

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} \text{ à } 6 \% \text{ près } (I(x) \ll I(0))$$

Pratiquement nous admettons que l'interférogramme est symétrique tant que $\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} < 6\%$ soit

$$\pi \Delta n \cdot h \cdot \frac{\Delta \sigma}{2} < 6 \% \quad (\text{IV.6})$$

Si cette condition est remplie on peut directement appliquer la méthode simplifiée. la méthode générale n'est pas obligatoire car la précision de l'enregistrement de $I(x)$ ne permet pas de conclure à une dissymétrie de l'interférogramme, c'est à dire à une variation de l'indice. La relation II.6 permet donc de chiffrer les limites d'application de la méthode simplifiée. Par exemple pour le massif 6 centré sur 18 cm^{-1} de largeur 7 cm^{-1} , on obtient :

$$\Delta n \cdot h < \frac{6}{1000}$$

C'est à dire que pour une hauteur de liquide $h = 1 \text{ mm}$ l'indice peut varier de $\Delta n = 6 \cdot 10^{-2}$ (soit une variation relative $\frac{dn}{n} = 4 \%$ pour $14 < \sigma < 21 \text{ cm}^{-1}$)

De telles variations sont extrêmement rares en pratique. Pour les autres massifs les variations admissibles de $\Delta n h$ sont plus faibles (2 %) mais elles permettent cependant l'emploi de la méthode simplifiée pour la plupart des liquides polaires.

En résumé nous pouvons utiliser la méthode simplifiée pour déterminer l'indice d'un liquide seulement si l'interférogramme reste sensiblement symétrique pour la hauteur choisie. Pratiquement la méthode reste applicable tant que la variation de n est inférieure à 3 %. Pour des variations plus importantes seule la méthode générale est applicable.

Nous avons illustré ces considérations par les fig. 35 et 36.

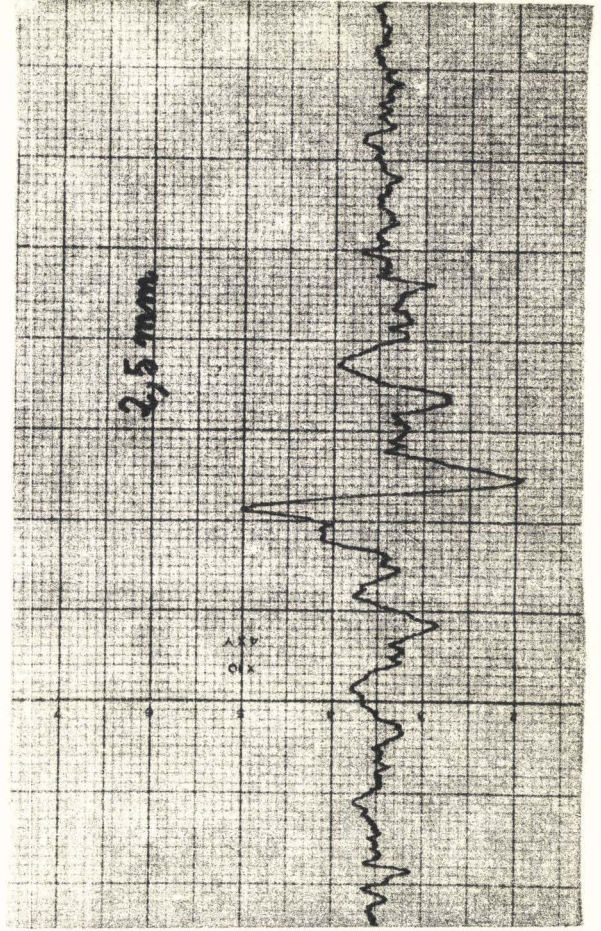
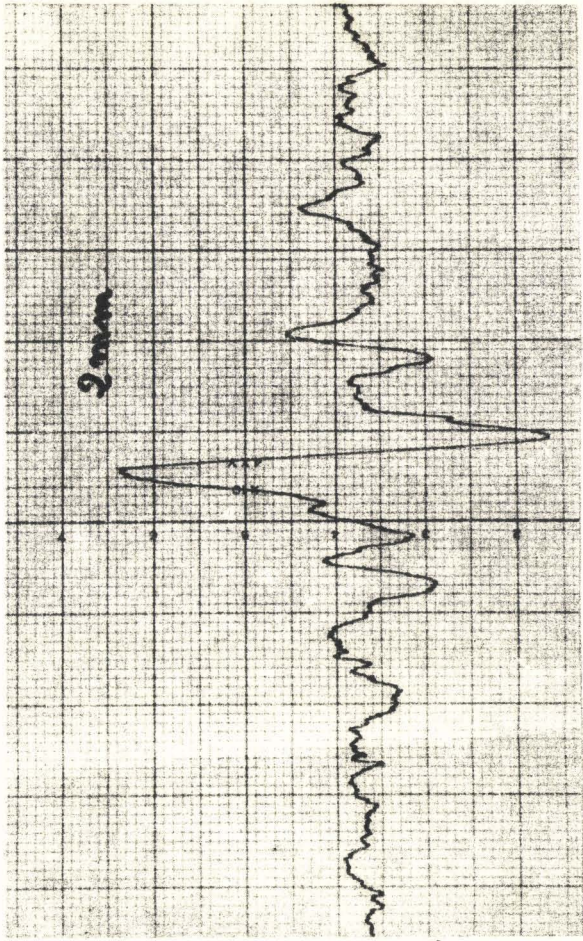
L'interférogramme obtenu avec la solution trichloroéthane dans l'hexane reste toujours sensiblement symétrique. On peut dire à la seule vue de l'enregistrement que l'indice varie peu, donc que la méthode simplifiée est applicable. Par contre, ce n'est pas le cas du Bromoforme où il devient impossible de déterminer le maximum de l'interférogramme.

IV.3.2. Variation de α

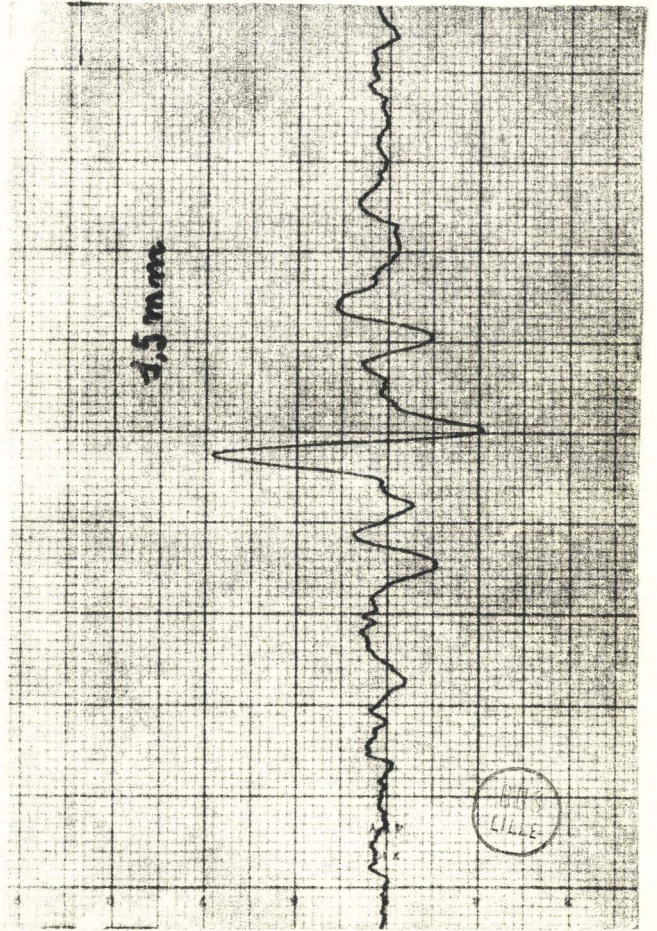
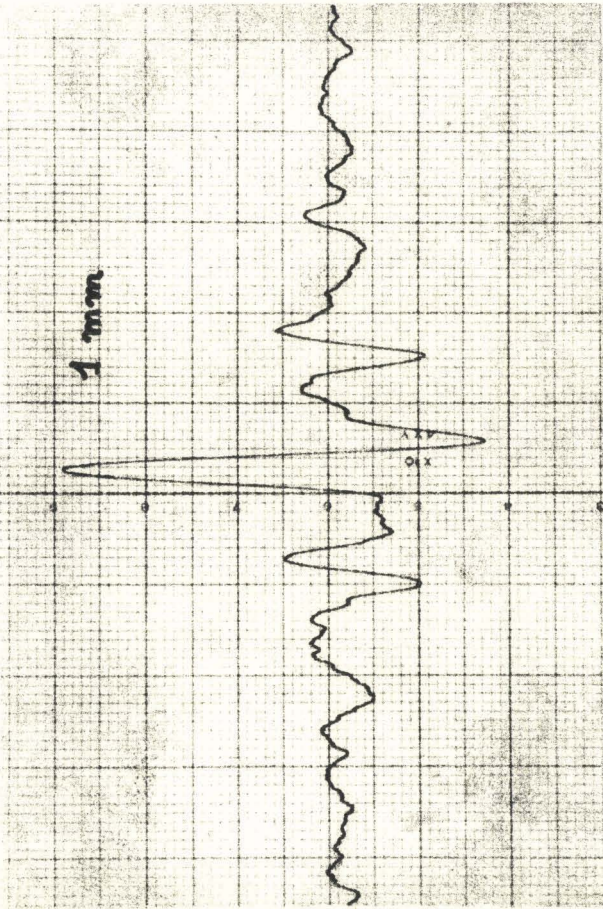
Si n et d sont constants, l'équation s'écrit :

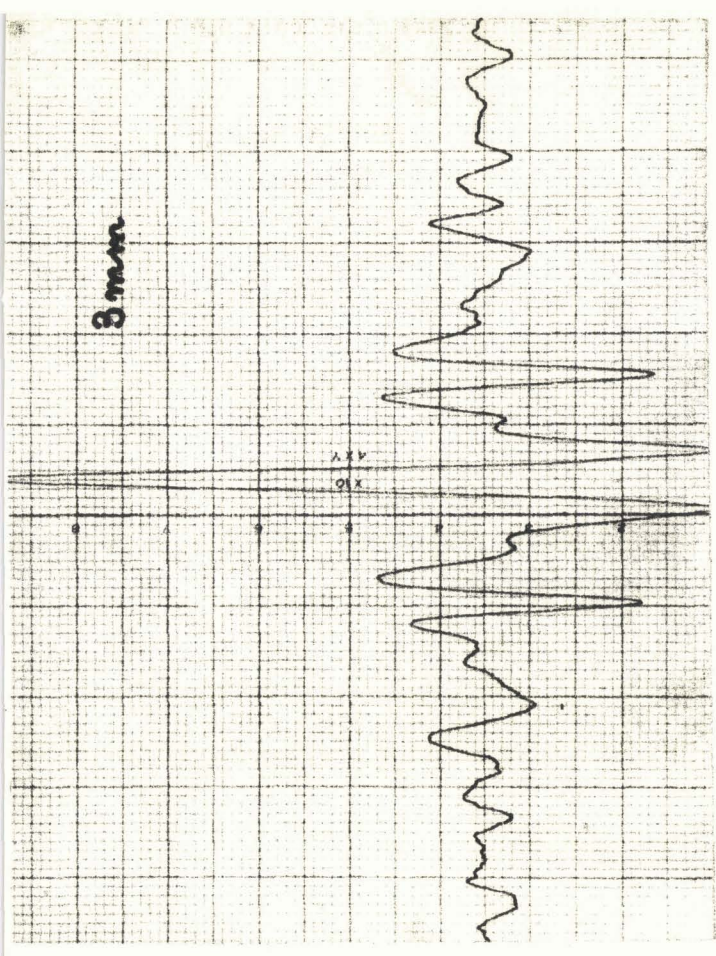
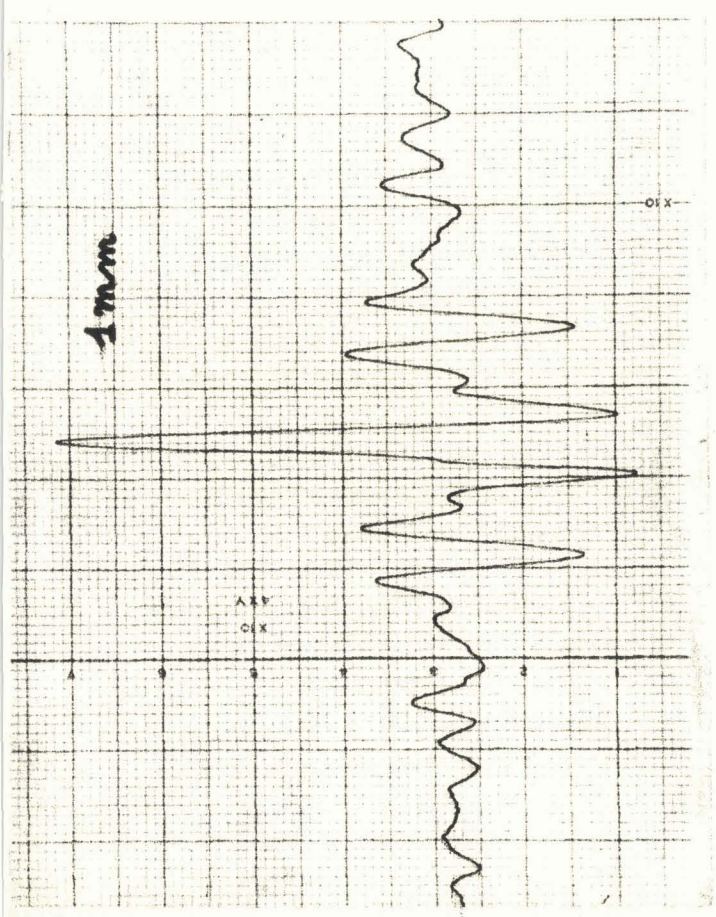
$$I'(x) = e^{-2\alpha h} \int_0^{\infty} B(\sigma) \rho_{12} \rho_{21} \cos 4\pi\sigma x' d\sigma$$

Cette équation montre que dans ce cas l'interférogramme est proportionnel à $e^{-2\alpha h}$. L'interférogramme obtenu pour une hauteur h_2 se déduit de celui obtenu pour hauteur h_1 par une affinité de rapport $e^{-2\alpha(h_1 - h_2)}$.

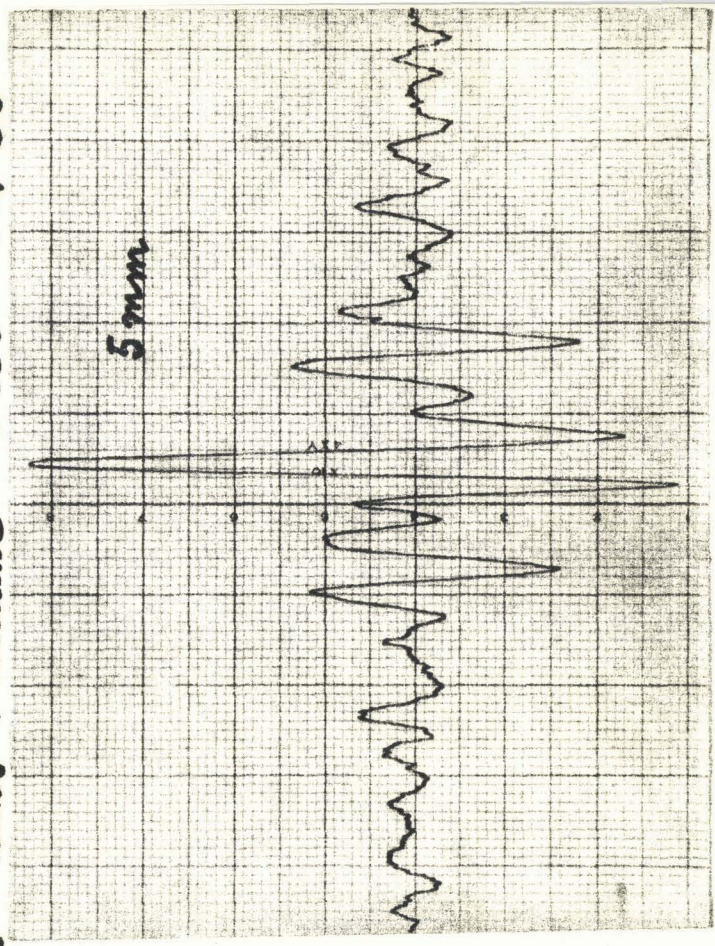
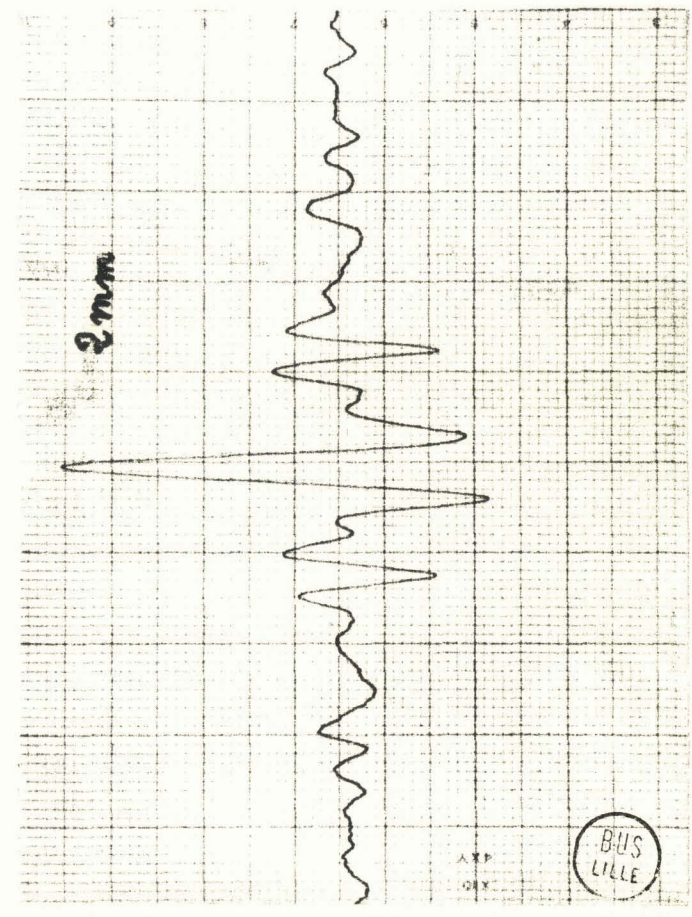


Bromoforme
25°C
Fig 35





Solution de Trichloroethane 20% dans l'hexane à 25°C Fig 36



En conséquence si l'interférogramme est symétrique et ne se déforme pas on peut affirmer que n et α ne varient pas dans la gamme de fréquence couverte par le massif d'émission.

IV.4 MODE OPERATOIRE

IV.4.1. Détermination de n

a) Mode opératoire

Nous relevons pour plusieurs hauteurs h_0, h_1, \dots, h_n la position x_0, \dots, x_n du maximum de l'interférogramme. Nous en déduisons n par :

$$n = \frac{x_i - x_0}{h_i - h_1} \quad (\text{IV.5})$$

En principe deux valeurs de h suffisent mais il est préférable de faire plusieurs déterminations afin d'améliorer la précision et d'éliminer les erreurs de lectures.

b) Causes d'erreurs

La principale cause d'erreur provient du choix de h_1 . La formule (IV.5) montre que la détermination de n est d'autant plus précise que la différence $h_i - h_1$ est grande. La valeur maximum de h dépend uniquement des pertes du liquide. Il faut pouvoir relever l'interférogramme avec un rapport signal sur bruit suffisant. On peut songer à prendre $h_1 = 0$. En fait pour les faibles valeurs de h ($h < 30/100$ de mm) un certain nombre de phénomènes parasites se produisent. En particulier pour certains liquides très visqueux (Bromoforme par exemple) lorsque h est de l'ordre de quelques centièmes de mm, la répartition du liquide entre le piston et le téflon n'est

pas uniforme. Il faut signaler également que dans le cas de liquides d'indice élevé le dioptre téflon-liquide réfléchit une certaine quantité d'énergie, qui donne lieu à un second interférogramme. La détermination du maximum de l'interférogramme qui nous intéresse, c'est à dire celui relatif au piston, est alors impossible, en particulier lorsque les deux interférogrammes ont des amplitudes comparables ce qui se produit pour des liquides à très fortes pertes ($\alpha > 20$ Nepers) et d'indice élevé. Nous avons mis au point un dispositif très simple (voir fig. 38) qui permet d'éviter cette superposition des interférogrammes ; la perte d'énergie qu'il entraîne n'est pas négligeable, c'est pourquoi nous l'utilisons uniquement pour les solutions très absorbantes. L'embout placé à la base du piston est en téflon. La distance entre la base du piston et la face interne de l'embout est de 2 mm. Le volume ainsi constitué est rempli d'air sec. Grâce à ce dispositif les interférogrammes parasites sont séparés de l'interférogramme utilisé par une distance de 2 mm. Dans ces conditions on peut obtenir la position de l'interférogramme à partir de $h = 5/100$ mm.

c) Précision de la mesure

$$n = \frac{x_i - x_0}{h_i - h_0}$$

Les valeurs de x sont connues à $\frac{0,2}{100}$ mm près, celles de h à $\frac{0,5}{100}$ mm près.

Pour un liquide d'indice voisin de 1,5 sur une hauteur de

$$1 \text{ cm } \frac{dn}{n} \approx \frac{1}{1000}$$

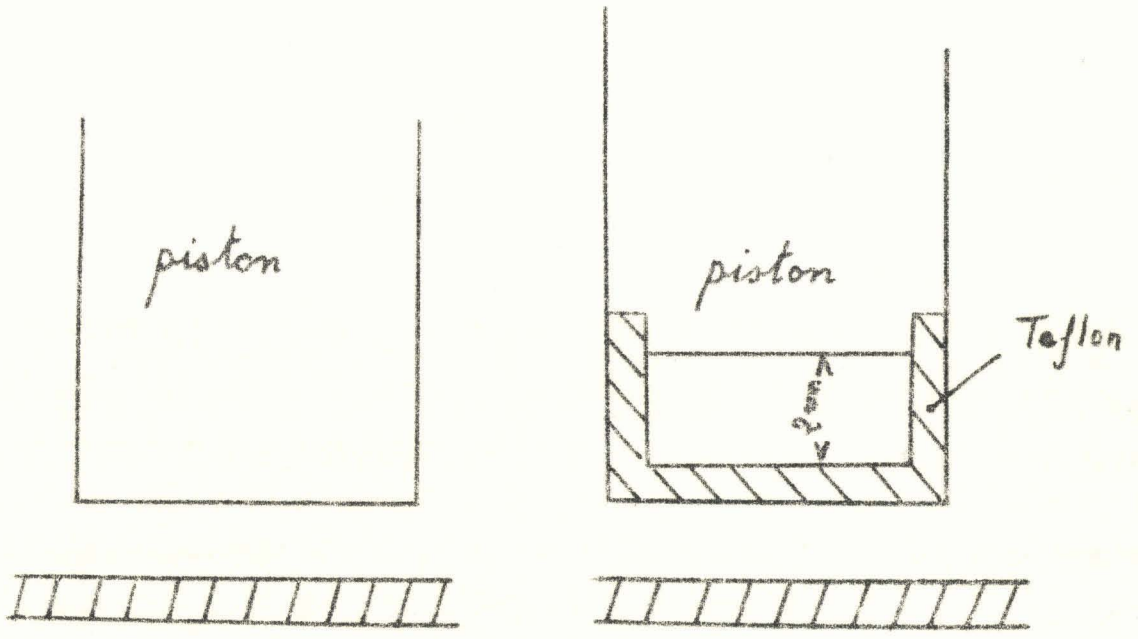


Fig 38

En pratique l'usage d'une hauteur de 1 cm n'est possible que pour les liquides peu absorbants ($\alpha < 5 \text{ Ncm}^{-1}$)

En conclusion si $\alpha < 5 \text{ Ncm}^{-1}$ $\frac{dn}{n} \approx 1.10^{-3}$

$$5 < \alpha < 20 \quad \frac{dn}{n} \approx \frac{1}{100}$$

Enfin pour les corps très absorbants ($\alpha > 50$) les mesures deviennent très délicates.

IV.4.2. Détermination de α

1ère méthode

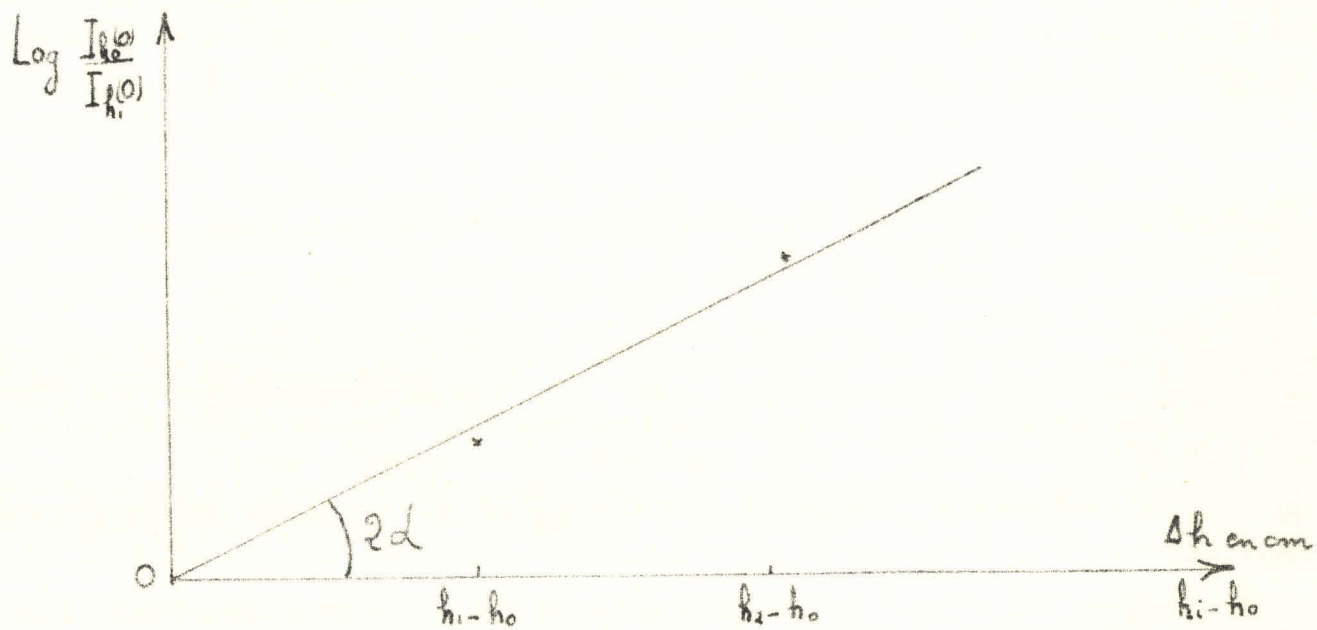
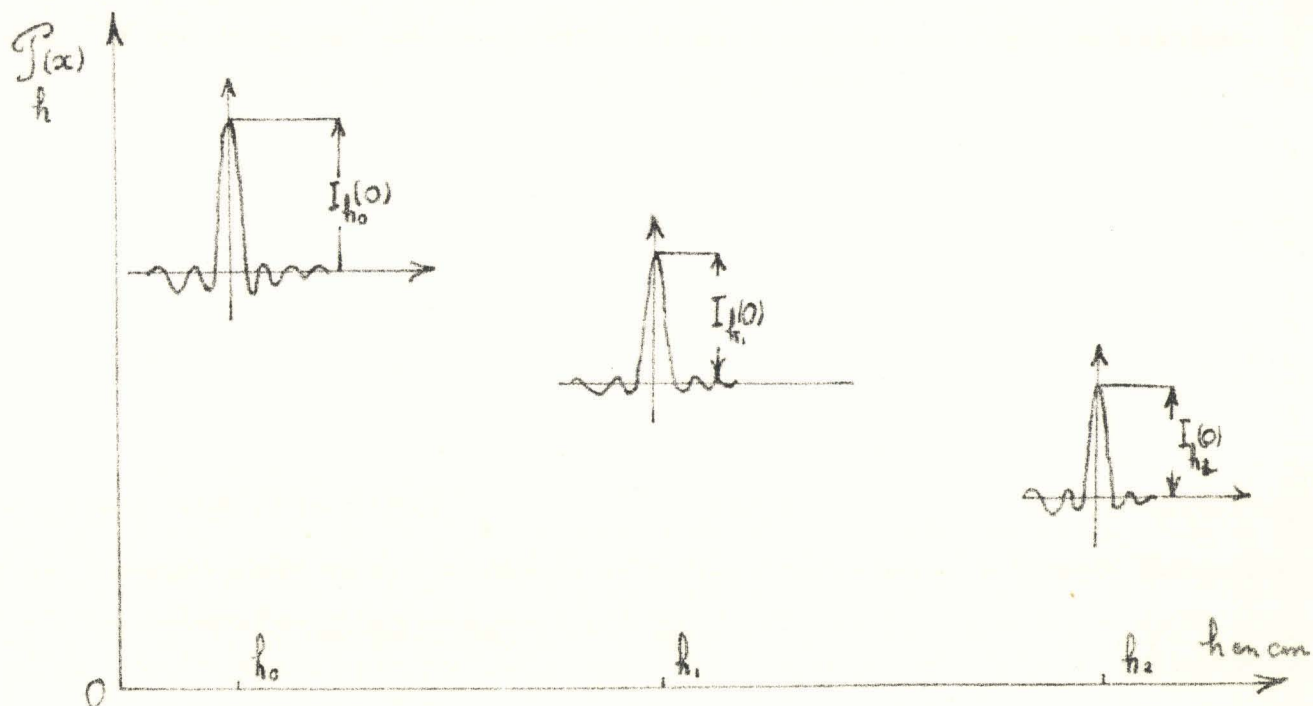
L'amplitude du maximum de l'interférogramme est proportionnelle à $e^{-2\alpha h}$.

Il suffit de relever cette amplitude $I_h(0)$ pour différentes hauteurs de liquide h_0, h_1, \dots, h_n (fig. 39)

Nous portons sur un graphique $\log \frac{I_{h_0}(0)}{I_{h_i}(0)}$ en fonction de h . La courbe obtenue est une droite de pente 2α .

2ème méthode

$Ph(\infty) - P_{\infty}(\infty)$ est proportionnel à $e^{-4\alpha h}$. Il suffit de tracer $Ph(\infty)$ fonction de h . La valeur infinie de x correspond pratiquement à une longueur de l'ordre de quelques mm. Afin d'effectuer l'enregistrement de $Ph(\infty)$ on place le miroir de la cellule de référence de façon telle que la différence de marche entre les deux



1^e Détermination de d



Fig 39

parcours soit toujours supérieure à 2 mm. Le miroir de la cellule de mesure est entraîné par un moteur synchrone. La courbe obtenue est une exponentielle. Une représentation en coordonnées semi logarithmique de

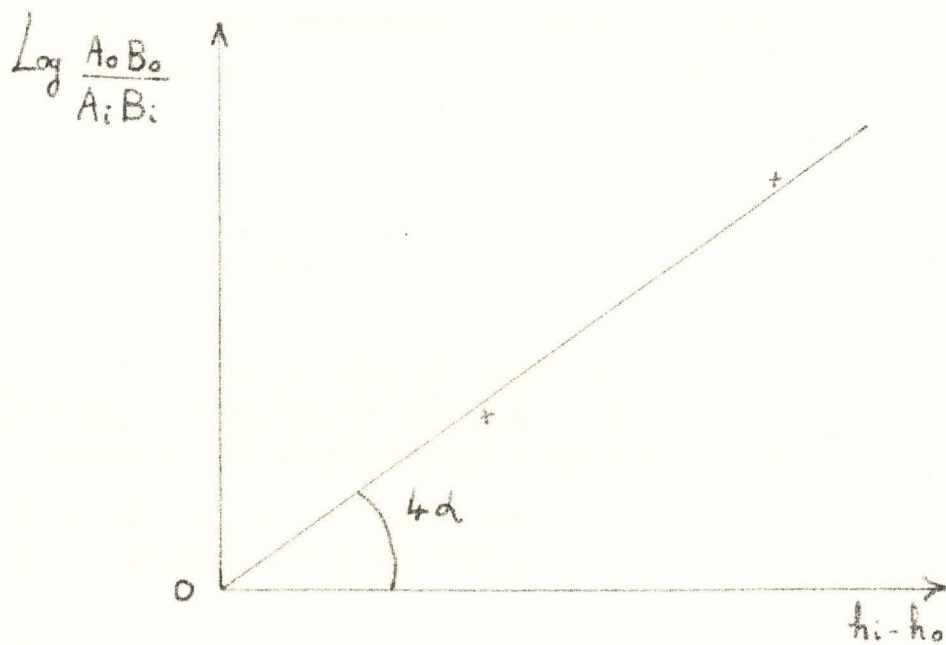
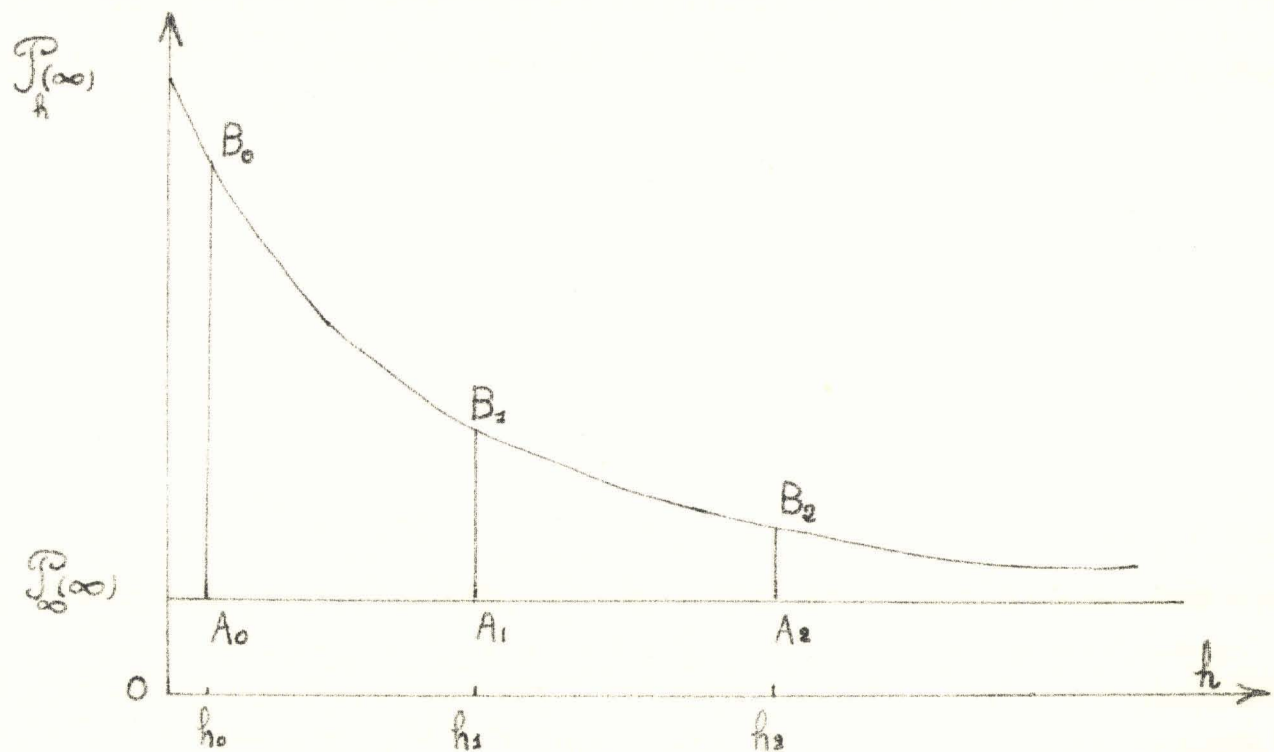
$$\frac{\text{Pho}(\varphi) - P_{\varphi}(\varphi)}{\text{Phi}(\varphi) - P_{\varphi}(\varphi)} \quad \text{fonction de } h \text{ donne } 4 \alpha h \text{ (fig. 40)}$$

b) Précision de la mesure

Les deux méthodes que nous venons d'exposer donnent des résultats équivalents à 5 %. La 1ère méthode est généralement plus précise car la grandeur que nous mesurons décroît proportionnellement à $e^{-2 \alpha h}$ et non pas $e^{-4 \alpha h}$. Ceci nous permet de travailler sur une hauteur de liquide plus grande et sur des quantités plus importantes.

En conclusion la méthode simplifiée est très intéressante car elle est rapide et simple. L'analyse des résultats ne nécessite ni abaques ni calculatrice. Elle est cependant moins rigoureuse que la méthode générale. Toutefois la vérification quasi-instantanée de la validité des conditions d'application permet de l'utiliser sans risque d'erreur.

La précision sur n est excellente et permet de suivre de faibles variations d'indice dans cette gamme de fréquences. Nous présentons dans le chapitre suivant l'ensemble des résultats obtenus et nous les comparons quand cela est possible aux mesures déjà publiées dans ce domaine.



2^e Détermination de d

Fig 40



CHAPITRE V

C H A P I T R E V

Ce chapitre comporte deux parties

Dans la première nous confrontons nos résultats à ceux que nous avons déterminés grâce à d'autres techniques développées au laboratoire, ou éventuellement à ceux déjà parus dans la littérature. Nous présentons dans la deuxième partie l'ensemble des résultats expérimentaux.

V. 1. VERIFICATION

L'appareil que nous venons de décrire permet de déterminer le coefficient d'absorption α et l'indice des liquides pour des longueurs d'onde variant de 750μ à 200μ . Le laboratoire possède deux appareils fonctionnant à des longueurs d'onde voisines. Le spectromètre infrarouge CAMECA et le banc interférométrique 1 mm (Carcinotron COE 10). Le caméca permet la mesure de α pour les longueurs d'onde comprises entre 50μ et 650μ ; le dispositif de mesure 1 mm donne la valeur des deux paramètres α et n . En outre le Docteur Gebbie (29) (8) (11) à l'aide d'un Maser au cyanure, de longueur d'onde 0,337 mm, a étudié quelques liquides polaires.

V.1.1. Paramètre α ;

La vérification des mesures de α que nous avons effectuées à des longueurs d'onde comprises entre 200μ et 650μ est immédiate, en effet il suffit de comparer ces valeurs à celles obtenues à l'aide du CAMECA. Les déterminations que nous avons faites entre 650μ et 750μ ont été comparées à la valeur obtenue par interpolation entre les mesures fournies par le Caméca à 650μ et celle du banc 1 mm. La concordance des résultats est satisfaisante, les écarts constatés

sont de l'ordre de 5 %. A titre d'exemple nous présentons fig. 41. les valeurs du paramètre α du Bromoforme à 25 %.

Par ailleurs sur le tableau suivant nous présentons :

- les mesures obtenues par le Gebbie à 0,337 mm
- Les mesures du Caméca à 0,337 mm
- Nos mesures à 0,320 mm

	Maser 0,337	Caméca 0,337	le travail 0,320
Chlorobenzène	14,5	15,5	16,5
Bromobenzène	12,1	11	11

Détermination du paramètre α en Neper par cm

L'accord entre les trois méthodes est assez satisfaisant si l'on tient compte des marges d'erreur introduites par chacune d'elles.

V.1.2. Paramètre n

Pour ce paramètre la vérification est beaucoup plus difficile. En effet les spectromètres commerciaux, couvrant cette gamme de fréquence, ne permettent pas la mesure de l'indice, aussi

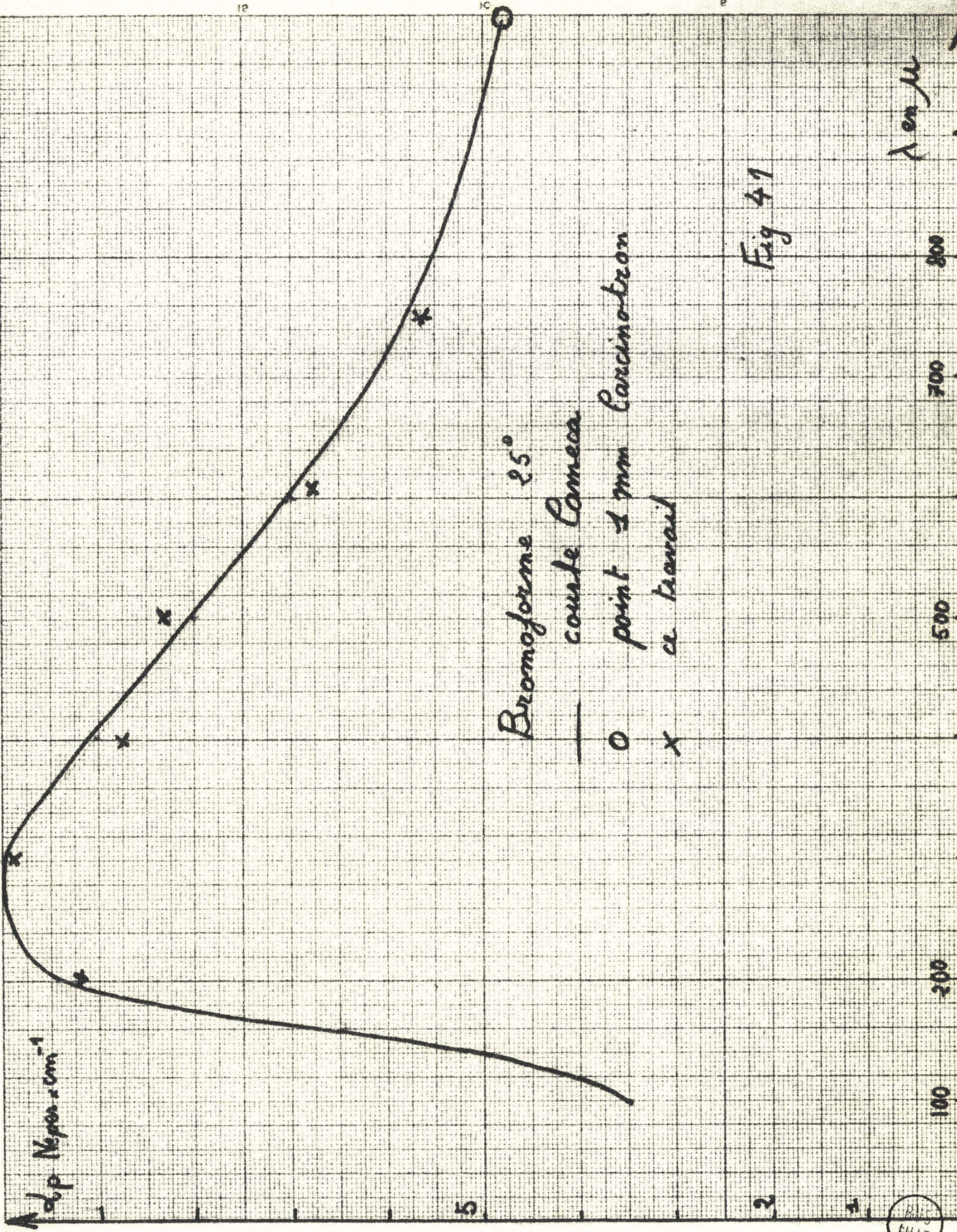


Fig 41

les publications à ce sujet sont elles rares. Les seules mesures que nous ayons trouvées dans la littérature ont été effectuées par le Dr. Gebbie à 0,337 mm. (voir tableau).

	Mesur 0,337 μ	Ce travail 320 μ	ϵ'
Chlorobenzène	2,28	2,285	
Bromobenzène	2,39	2,385	

La concordance est parfaite mais sans doute fortuite car chaque méthode donne une valeur de n à 1 % soit 2 % pour $\epsilon' = n^2$. Il est tout de même intéressant de constater qu'avec des méthodes fondamentalement différentes (source monochromatique, et source non monochromatique) on obtient des résultats équivalents.

Il existe un autre moyen de vérifier plus rigoureusement l'exactitude de nos résultats. En effet un liquide non polaire, ne présentant pas ou très peu d'absorption, possède un indice constant indépendant de la fréquence. C'est pourquoi nous avons comparé les mesures effectuées à 300 μ à celles obtenues à 1 MHz (ϵ_0) de solvants non polaires.

	ϵ_0 1 MHz	ϵ' 300	n^2 optique
CCl ₄ 25°	2,23	2,222	2,124
Hexane 25°	1,883	1,883	1,882

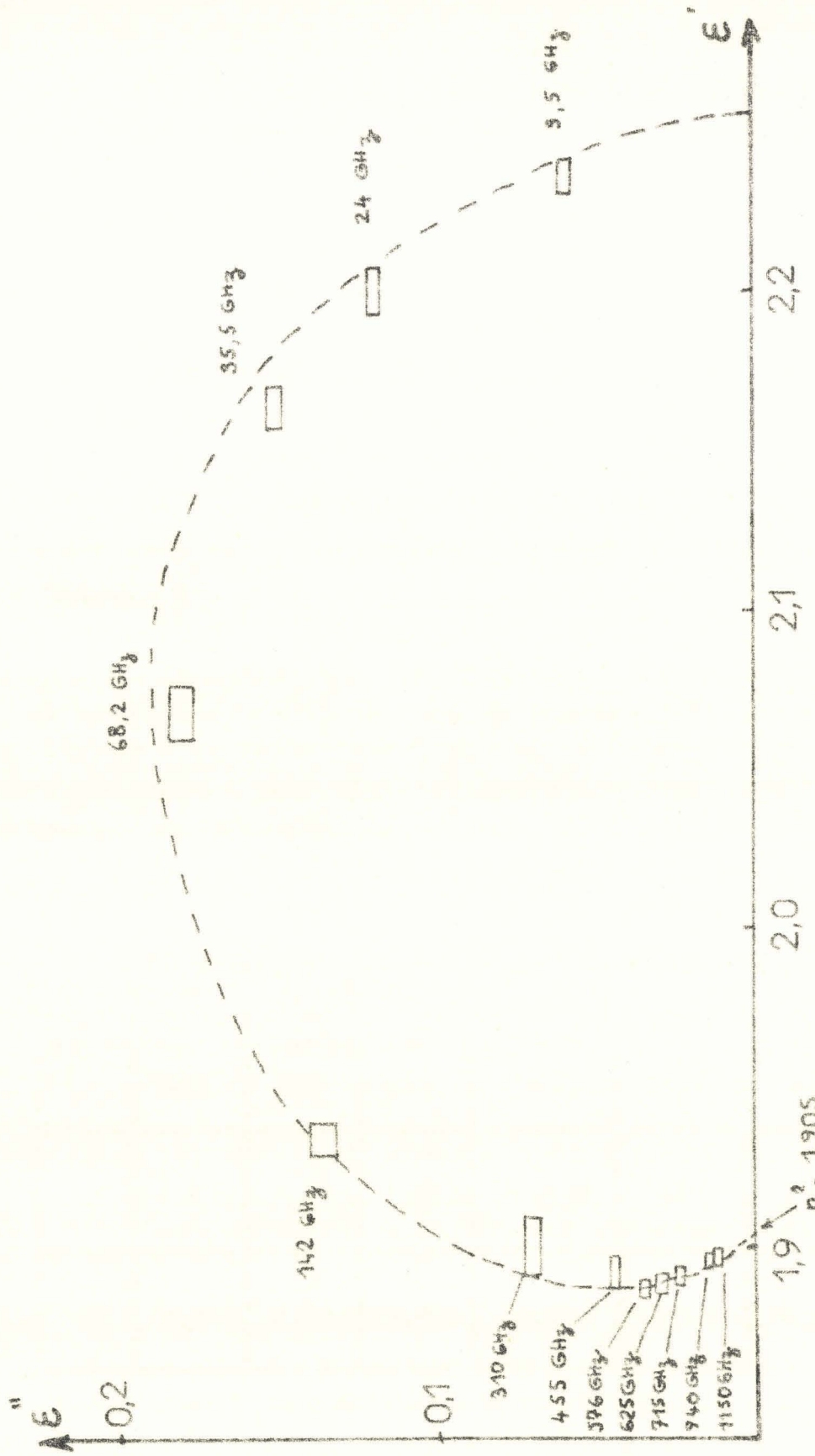


Figure 42

Diagramme de Cole Cole
 Solution Trichloroéthane-Hexane $x=0,14$ $T=25^{\circ}\text{C}$

□ Points expérimentaux



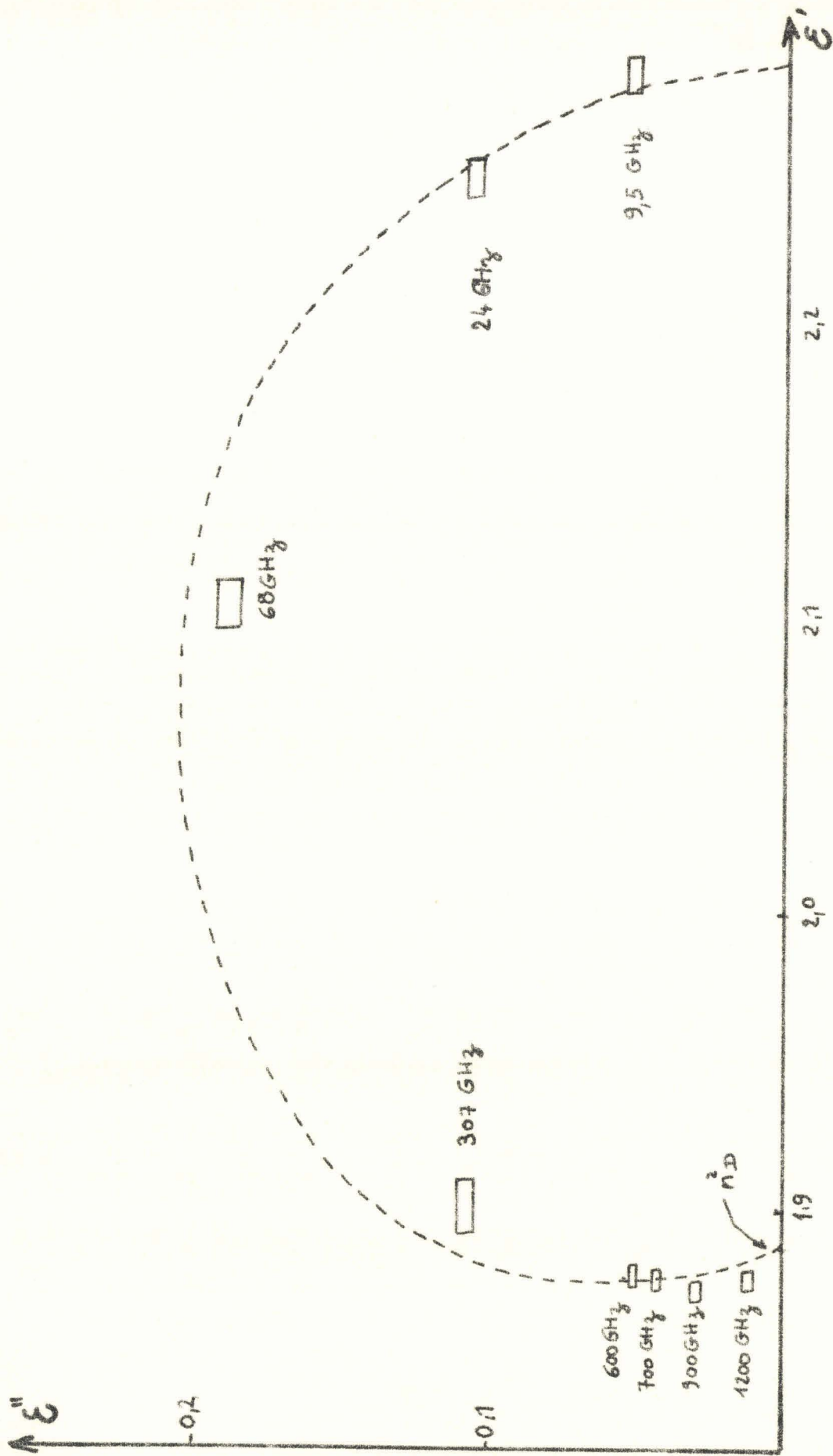


Figure 43 Diagramme de Cole - Cole

Solution Chlorure de tertio-butyle Hexane $x=0,10$ $T=25^{\circ}\text{C}$

□ Points expérimentaux.



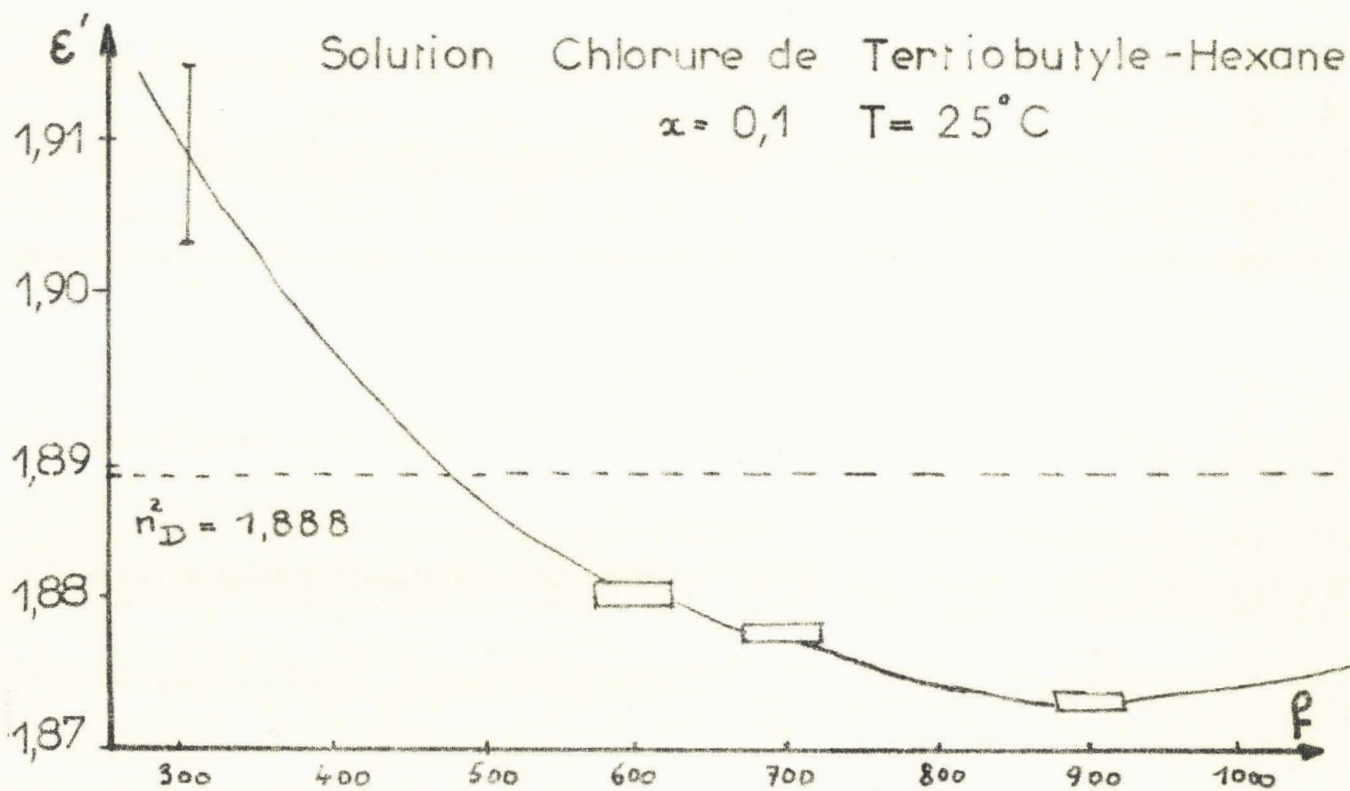
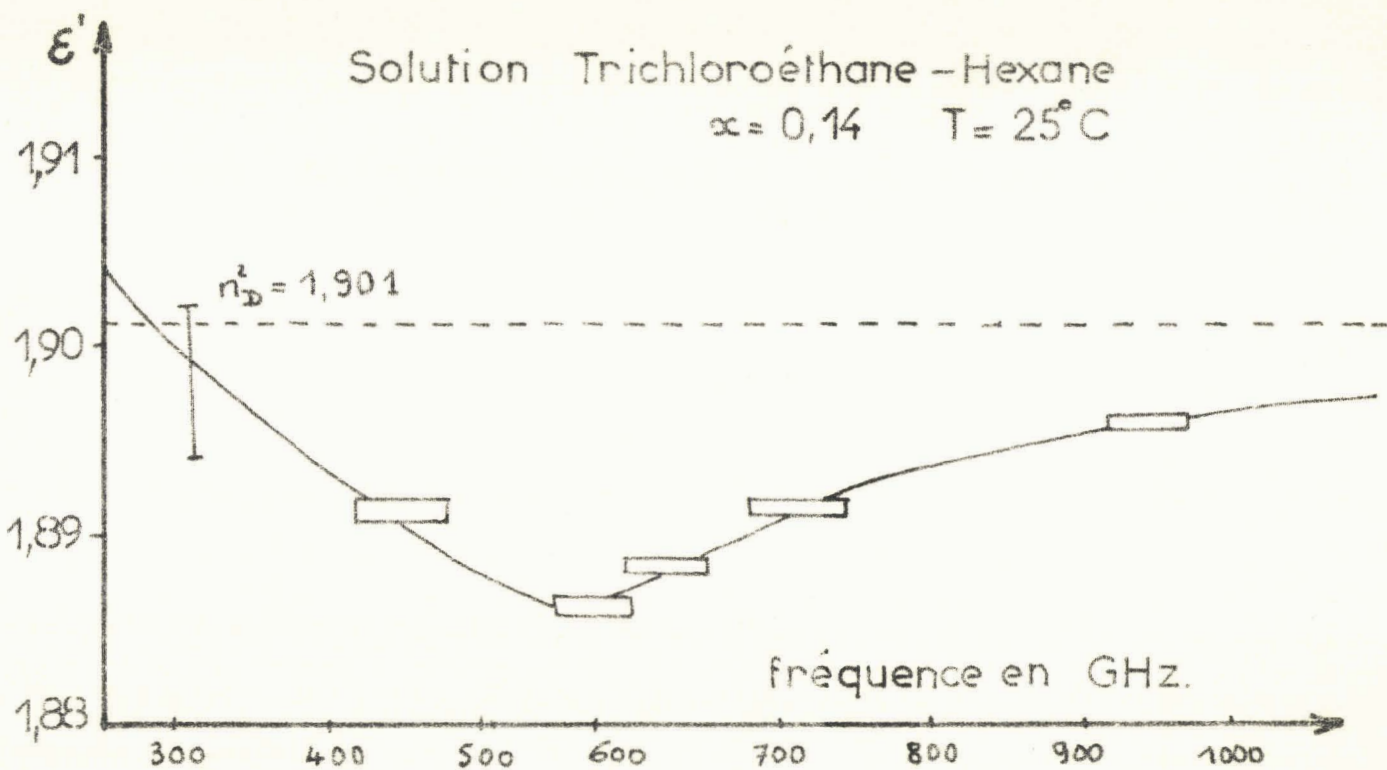


Figure 44

Variation de ϵ' aux fréquences élevées
 (infra-rouge lointain)



Chlorure de tertiobutyle 25°C

λ	330 μ	430 μ	500 μ	250 μ
ϵ'	1,873	1,876	1,880	1,874
ϵ''	0,030	0,043	0,051	0,013

Bromoforme 25°C

λ	100 μ	200 μ	300 μ	380 μ	420 μ	550 μ	650 μ	750 μ
ϵ'	2,55	2,57	2,58	2,59	2,62	2,63	2,63	2,65

Trichloroethane pur 25°C

λ	260 μ	300 μ	480 μ
ϵ'	2,05	2,06	1,93

Solution de chloroforme 30 % dans le décane pour différentes températures à 750 μ .

θ	- 18°C	-10°C	0	10°	25°	40°
ϵ'	2,08	2,078	2,067	2,052	2,029	2,005
ϵ''	0,059	0,058	0,058	0,058	0,06	0,056

Solutions de Chloroforme 30 % à 25°C dans différents solvants à 750 μ .

	Hexane	Octane	Decane	Tétra- Décane	Octo- Décane
ϵ'	1,936	1,988	2,03	2,06	2,086
ϵ''	0,062	0,062	0,062	0,062	0,06

Solution Pyrrole dans CCl₄ à 25°C X % (molaire)

X %	1 %	3 %	6,6 %	100%
ϵ'	2,2326	2,322	2,21	2,43
ϵ''	0,0021	0,007	0,014	0,31

Solution d'Hexanol dans l'Hexanol à 25 °C X %(molaire.)

	X %	1,27	2,54	5,1	10,3	17,4	30	50	100
540 μ	ϵ'	1,887	1,892	1,907	1,931	1,954	2,005	2,1	2,277
	ϵ''	0,006	0,011	0,0137	0,0183	0,028	0,052	0,078	0,127
250 μ	ϵ'	1,880	1,888	1,898	1,914	1,942	1,985	2,054	2,238
	ϵ''	0,0043	0,0073	0,0089	0,013	0,0205	0,0416	0,067	0,118

Ces dernières mesures ont été effectuées par M.FAUQUEMBERGUE

Nous avons en outre étudié quelques solides

750 μ téflon $\epsilon' = 2,081$

750 μ Polythène $n = 1,515$

750 μ Mica $n = 2,56$

Les résultats que nous venons de présenter ont été effectués afin de préciser le comportement en infrarouge lointain de substance ayant déjà fait l'objet d'étude aux fréquences hertziennes et ultrahertziennes.

Nous avons présenté à titre d'exemple quelques mesures d'échantillon solide. Une étude plus systématique de ces substances appartiendrait sans doute des résultats intéressants.

C O N C L U S I O N

L'appareil que nous venons de décrire complète une série de dispositifs hyperfréquences permettant la mesure du coefficient d'absorption α et de l'indice n des liquides polaires ; le domaine spectral qu'il couvre s'étend de 300 à 3.000 GHz.

L'appareil, dans sa forme, est pratiquement identique aux dispositifs utilisés à 1, 2 et 4 mm, néanmoins le principe de fonctionnement en est totalement différent. En effet la source n'est plus monochromatique. La technique utilisée est alors la spectrométrie par transformée de Fourier. Celle-ci nécessite le calcul par un ordinateur des transformées de Fourier en sinus et cosinus des interférogrammes.

Les programmes de calcul sont maintenant au point ; les résultats obtenus sont intéressants toutefois la durée des enregistrements et des calculs nous a conduit à chercher une technique plus rapide. Nous avons alors élaboré une méthode moins générale mais beaucoup plus simple nécessitant uniquement la connaissance de l'amplitude et de la position de la frange centrale de l'interférogramme. Cette méthode convient parfaitement à l'étude de phénomènes ne nécessitant pas une résolution élevée. Nous avons montré comment la symétrie de l'interférogramme permettait de vérifier si la mesure envisagée était justiciable de cette méthode. En pratique cette technique nous permet d'obtenir des déterminations de α et n pour six fréquences différentes s'échelonnant de 400 GHz à 1.300 GHz.

La précision des mesures est égale et même souvent supérieure à celle fournie par les dispositifs classiques (4 mm,

2 mm 1 mm). Les résultats déjà obtenus sont intéressants pour deux raisons : d'une part les mesures dans cette gamme de fréquence sont peu nombreuses (tout particulièrement les mesures d'indices), d'autre part et surtout, le domaine spectral exploré est le siège de phénomènes physiques encore peu connus, caractéristiques du comportement dynamique des molécules à l'état liquide. Les mesures effectuées ont permis de préciser la nature de ces phénomènes et de vérifier dans certain cas les théories proposées.

Détermination approximative d'un majorant de $\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)}$

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} = \frac{\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} A(\sigma) \sin(4\pi\sigma \Delta n \cdot h) \cdot \sin 4\pi\sigma \cdot x \, d\sigma}{\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} A(\sigma) \cos 4\pi\sigma \Delta n \cdot h \cdot d\sigma}$$

De calcul a été effectué en faisant les approximations suivantes :

1) $A(\sigma) = A \quad \sigma_1 < \sigma < \sigma_2$

$A(\sigma) = 0 \quad \sigma < \sigma_1 \text{ et } \sigma > \sigma_2$

2) $4\pi\sigma \Delta n h$ petit

3) $\Delta n(\sigma) = a(\sigma - \sigma_m) \quad \sigma_m = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \quad \delta\sigma = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2}$

L'équation 1 devient alors

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} = \frac{8 \pi a h}{\sigma_2 - \sigma_1} \left[\int_{\sigma_1}^{\sigma_m} (\sigma^2 - \sigma\sigma_m) \sin 4\pi\sigma x \, d\sigma + \int_{\sigma_m}^{\sigma_2} (\sigma^2 - \sigma\sigma_m) \sin 4\pi\sigma x \, d\sigma \right]$$

$$\langle \sigma^2 - \sigma\sigma_m \rangle_{\sigma_1}^{\sigma_m} = \frac{\delta\sigma}{2} \left(\frac{\delta\sigma}{2} - \sigma_m \right)$$

$$\langle \sigma^2 - \sigma\sigma_m \rangle_{\sigma_m}^{\sigma_2} = \frac{\delta\sigma}{2} \left(\frac{\delta\sigma}{2} + \sigma_m \right)$$

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} = \frac{8 \pi a h}{\sigma_2 - \sigma_1} \cdot \frac{\delta \sigma}{2} \cdot \left[\left(\frac{\delta \sigma}{2} - \sigma_m \right) \cdot \frac{\cos 4 \pi \sigma_m x - \cos 4 \pi \sigma_1 x}{4 \pi x} \right. \\ \left. + \left(\frac{\delta \sigma}{2} + \sigma_m \right) \cdot \frac{\cos 4 \pi \sigma_2 x - \cos 4 \pi \sigma_m x}{4 \pi x} \right]$$

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} = \frac{8 \pi a h}{\sigma_2 - \sigma_1} \cdot \frac{\delta \sigma^2}{2} \left[\left(\frac{\delta \sigma}{2} - \sigma_m \right) \sin \frac{4 \pi (\sigma_m + \sigma_1)}{2} \cdot x \right. \\ \left. + \left(\frac{\delta \sigma}{2} + \sigma_m \right) \sin 4 \pi \frac{\sigma_m + \sigma_2}{2} x \right] \cdot \frac{\sin 4 \pi \frac{\delta \sigma}{2} x}{4 \pi x \frac{\delta \sigma}{2}}$$

où majeure

$$\frac{\sin 4 \pi \frac{\delta \sigma}{2} \cdot x}{4 \pi \frac{\delta \sigma}{2} x} \quad \text{par 1}$$

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} \leftarrow \frac{8 \pi a h}{\sigma_2 - \sigma_1} \cdot \frac{\delta \sigma^2}{2} \left[\left(\frac{\delta \sigma}{2} - \sigma_m \right) \sin 4 \pi \frac{\sigma_m + \sigma_1}{2} x \right. \\ \left. + \left(\frac{\delta \sigma}{2} + \sigma_m \right) \sin 4 \pi \frac{\sigma_m + \sigma_2}{2} x \right]$$

pratiquement :

$$\frac{\sigma_m + \sigma_1}{2} \neq \frac{\sigma_m + \sigma_2}{2}$$

en majorant $\sin 4\pi \cdot \frac{\sigma_m + \sigma_1}{2} \cdot x$ par 1 on obtient

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} < \frac{8\pi ah}{(\sigma_2 - \sigma_1)} \cdot \frac{\delta\sigma^3}{2}$$

nous avons Δn amplitude totale des variations de n

$$\Delta n = a((\sigma_1 - \sigma_m) + (\sigma_2 - \sigma_m)) = a(\sigma_2 - \sigma_1)$$

en posant $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1 = 2\delta\sigma$

on obtient :

$$\frac{I(x) - I(-x)}{I(0)} < \pi h \Delta n \Delta\sigma$$

B I B L I O G R A P H I E

- (1) EE. BELL, J. de Phys., Colloque sur les nouvelles méthodes de Spectroscopie , p. 62. 18, Mars Avril 1967
- (2) J.M. BESSON, Jour. de Phys. Colloque sur les nouvelles méthodes de Spectroscopie pp. 62, mars Avril 1967
- (3) J.M. BESSON, L'onde Elect. n° 454, Janvier 1965
- (4) J. BLED, A. BESSON, H. PAPOULAR, J.G. WEGROVE., L'onde Elect. 26, 1964
- (5) BOSOMWORTH, GUSH, Canadian Jour., of Phys. , p. 728, vol. 43 Mai 1965
- (6) J.F. BYRNE, Fellow. IEE, COOK, IEE Trans. on Microwave theory and théor. p. 379, Sept. 1963
- (7) CHAMBERLAIN, H.A. GEBBIE, Applic. Optics 5. 393, Mars 1966
- (8) CHAMBERLAIN, H.A. GEBBIE, Nature 602, Mai 1965
- (9) CHAMBERLAIN, J.F. GIBBS, H.A. GEBBIE, Nature 4883, 874, 1963
- (10) CHAMBERLAIN, G.W. CHANTRY, H.A. GEBBIE, NN. STONE, T.B. TAYLOR G. WYLLIE, Nature 210, 790, 1966

- (11) G.W. CHANTRY, H.A. GEBBIE, Nature 208, 378, 1967
- (12) J. CONNES, Thèse Paris 1959
- (13) P. CONNES, Journ. de Phys. p. 197, 1958
- (14) E. CONSTANT, Y. LEROY, L. RACZY, C.R. 261, p. 4687, 1965
- (15) E. CONSTANT, Y. LEROY, P. DESPLANQUES, Jour. de Chimie Phys.
à paraître 1967
- (16) E. CONSTANT, GALATRY, Y. LEROY, ROBERT, Jour. de Chimie Phys.
à paraître 1967
- (17) E. CONSTANT, Y. LEROY, J.L. BAROIS, P. DESPLANQUES, C.R., série
B, 264, 228, 1967
- (18) E. CONSTANT, R. GABILLARD, J.M. THERIOT, E. ALLAMANDO, C.R.,
série B, 262, 664, 1966
- (19) W. CULSHAW Proceeding Phys. Soc. 939, 1950
- (20) DAMBLIN, thèse LILLE 1965
- (21) DAUGET, La détection des radiations Infrarouges Dunod 1964
- (22) J.L. FARRANOS, J. BROWN; Wireless Engineer Avril 1954
- (23) GEBBIE, NN. STJNE, F.D. FINDLAY, E.C. PYATT, Nature 205, 377
1965

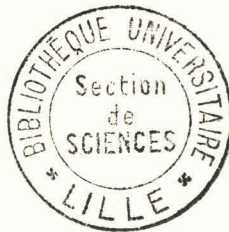
- (24) GEBBIE, Now Scient. 431, p. 426, 18 Fév. 1966
- (25) GEBBIE, NN. STONE, F.D. FINDLAY, TARBBB, Nature 4928, 169, 1964
- (26) L. GENZEL, Japanese Journal of Appli. Phys. 4 supp. I 353, 1965
- (27) HADNI, ANN. de Phys. 9, 5, 1964
- (28) HADNI, DESCAMPS, MONIER, Revue d'Optique 584, 42, N° 11, 1963
- (29) JACQUINOT, Rep. Prog. Phys. 23, 267, 1960
- (30) Y. LEROY, J.L. BAROIS, E. CONSTANT, C.R. série B, t. 262, 1660,
1966
- (31) Y. LEROY, E. CONSTANT, C.R. série B, t. 262, p. 1991, 1966
- (32) MEREDITH, F.L. WARNER, IRE Trans. Micr. Sept. 1963
- (33) T.R. MANLEY, H.A. WILLIAMS, Spect. Acta, vol. 21, p. 731, 1965
- (34) PAPQULAR, Jour. de Phys. 23, 185, A, 1964
- (35) PAPQULAR, Infrared Physics 137, vol 4, 1964
- (36) L. RICHARDS, Jour. of Optical Soc. of Amér. 54, 12, 1475, 1964

- (37) J. RODRIGUEZ - LARA, Thèse 3ème Cycle LILLE 1966
- (38) STRONG VANASSE, Jour. of the Optical Soc. of Amér. p.8, 44,
vol. 45, 1956
- (39) R.A. WILLIAMS, N.S.C. CHANG, I.E.E. Trans. on microwave theory
and techniques nov. 1963, 513.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Forme de raies et fonctions de corrélation en
spectroscopie



Vu et permis d'imprimer
LILLE, le Octobre 1967
Le Recteur de l'Académie
de LILLE

Vu et Approuvé
LILLE, le Octobre 1967
Le Doyen de la Faculté
des Sciences de LILLE

G. DEBEYRE